www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

1e JAARGANG NUMMER 2 FEBRUARI 1936

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELENDE TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUCTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

REDACTIE: HET NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN, EINDHOVEN

Digitized by www.freeservicemanuals.info

HET VERKRIJGEN VAN EEN SCHERPE FLUORESCENTIEVLEK IN KATHODESTRAALBUIZEN

Samenvatting. Zooveel mogelijk aan de hand van de analogie tusschen lichtstralen en kathodestralen wordt nagegaan, op welke wijze men met kathodestralen scherpe beelden op een fluorescentiescherm kan verkrijgen.

Inleiding

In de laatste jaren ontwikkelde zich de kathodestraalbuis van een toestel, waarmee natuurkundige experimenten werden verricht, tot een handelbaar onderdeel van in de techniek gebruikte apparaten. Het eerste vond de kathodestraalbuis toepassing als oscillograaf, waarbij het er om gaat, de bewegingen te bestudeeren, die een zoo scherp mogelijke lichtvlek beschrijft over het fluorescentiescherm van de buis. De televisie, die in dit tijdschrift[1]) reeds werd aangesneden, is één der modernste toepassingsgebieden voor kathodestraalbuizen geworden. Hierbij worden op het fluorescentiescherm tafereelen opgebouwd door een in sterkte wisselende electronenbundel, wiens treffpunt op het scherm zeer snel hieroverheen beweegt. Een derde belangrijke soort van toepassingen der kathodestraalbuizen bestaat nog hierin, dat men hen als electronenmicroscoop kan gebruiken, waarbij dan de electronenstralen ons op het scherm een beeld leveren van het gloeiende metaaloppervlak, dat als kathode fungeert. *Fig. 1* stelt een serie opnamen voor van de kristalstructuur van een kathodeoppervlak, die Dr. W. G. Burgers op deze wijze verkreeg. Van de verschillende toepassingsgebieden uit werden aan de benoodigde kathodestraalbuizen eischen gesteld, die nadere onderzoekingen en verbeteringen noodzakelijk hebben gemaakt. Het is wellicht niet ondienstig, in dit artikel dus de grondslagen van bouw en werkwijze der kathodestraalbuizen eens te belichten.

15286

Fig. 1. Met behulp van kathodestralen gemaakte serie opnamen van een gloeiend kathode-oppervlak (15 maal vergroot).

[1]) 1, 16, 1936.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Digitized by www.freeservicemanuals.info

In *fig. 2* is een met gas gevulde kathodestraalbuis voorgesteld, waarin rondom de gloeikathode K een cylinder C wordt aangebracht. Deze z.g. Wehneltcylinder geeft men ten opzichte van de kathode

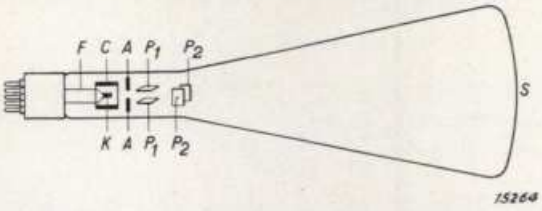


Fig. 2. Schema van een met gas gevulde kathodestraalbuis. K = kathode. F = toevoerdraden. C = Wehneltcylinder. A = anode. P_1 en P_2 = afbuigplaten. S = scherm.

een zóódanige negatieve spanning, dat de electronen tengevolge hiervan en mede door de aantrekkende werking der gasionen juist zóó sterk naar de as worden teruggebogen, dat zij deze weer allen zoo goed mogelijk op eenzelfde punt treffen (*fig. 3*).

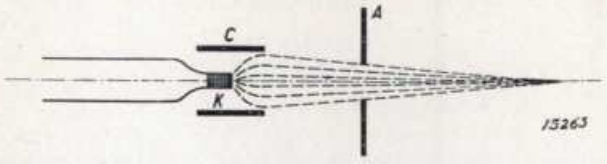


Fig. 3. Schema van de vorming van een beeld door de Wehneltcylinder C. De van het gloeiende kathodeoppervlak uitgaande electronen worden door het electrische veld van C en mede door de aantrekkende werking der gasionen weer allen vereenigd in een punt van de as, waar zij een beeld van de kathode vormen.

Zet men op de metalen platen P_1 en P_2 verschillende spanningen, dan zullen de electronenstralen daardoor worden afgebogen. Dank zij de kleine looptijden der electronen van kathode naar scherm kan nu de kathodestraal véél snellere electrische trillingen volgen, dan mechanische oscillografen. In hoogvacuumbuizen wordt de traagheid van de kathodestraal zelfs pas bij frequenties van ongeveer 10^8 per sec (d.w.z. golven van ongeveer 3 m) merkbaar.

Electronenlenzen

Hoewel de Wehnelt-cylinder inderdaad in staat is voor een aardige vóórconcentratie der electronenstralen in met gas gevulde buizen te zorgen, moet men toch voor het verkrijgen van werkelijk scherpe beelden in het algemeen zijn toevlucht nemen tot het aanbrengen van verdere concentreerende electrische velden. Bij hoogvacuumbuizen is men uitsluitend hierop aangewezen. Om ons de invloed van dergelijke velden op de electronenstralen duidelijk te maken, kunnen wij ons met vrucht bedienen van de analogie met optische apparaten, zoodat wij dan ook zullen spreken van electronenlenzen, -objectieven, enz.

De gang van de lichtstralen wordt in de stralenoptica beheerscht door het principe van Fermat, hetwelk zegt, dat de lichtstralen altijd zóódanig verloopen, dat zij zoo gauw mogelijk van het voorwerp naar het beeld komen. Dit beteekent dus een voorwaarde voor de minimale tijd, waarin het licht zijn weg aflegt. In een medium met brekingsindex n bedraagt de lichtsnelheid c/n, als de lichtsnelheid in vacuum door c wordt voorgesteld. De voorwaarde voor de „lichttijd" kan dan dus als volgt worden geschreven:

$$\int dt = \int \frac{n}{c}\, ds = \frac{1}{c}\int n\, ds = \textit{minimum} \quad (1)$$

De electronen mogen wij in dit verband opvatten als massapunten en de bewegingswetten hiervoor zullen wij nu gebruiken in de vorm van het principe der kleinste werking. Dit zegt, dat de integraal van massa m maal snelheid v (= impuls p) genomen langs de baan van het deeltje (z.g. werkingsintegraal) minimaal moet zijn voor dusdanige variaties, dat begin- en eindpunt en begin- en eindsnelheid daarbij niet worden veranderd. Tevens moet men de snelheden langs de baan hierbij zóó kiezen, dat steeds aan de wet van behoud van energie wordt voldaan. Dit voert ons tot de volgende minimaalvoorwaarde:

$$\int p\, ds = m \int v\, ds = \textit{minimum} \quad . \quad . \quad (2)$$

Uit vergelijking van (1) en (2) is het direct duidelijk, dat in de electronenoptica de snelheid v der electronen precies dezelfde rol speelt als de brekingsindex n in de leer van het licht. Door met behulp van metaaldraadroosters in de kathodestraalbuis gebieden, die door lensvormige oppervlakken worden begrensd (*fig. 4*), een constant bedrag in spanning te verhoogen, kan men de

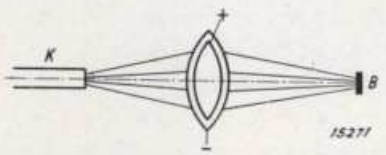


Fig. 4. Electronenlens opgebouwd uit metaaldraadroosters. K = kathode. B = beeld. De draadnetten vormen samen electrische dubbellagen, waardoor de electronen over de kleine afstanden daartusschen sterk worden versneld of vertraagd, terwijl zij binnen en buiten de electronenlens met een vrijwel constante snelheid loopen.

electronen daarin met een grootere snelheid laten loopen dan er buiten. De snelheid binnen in de electronenlens wordt bepaald door het doorloopen potentiaalverschil:

$$e\, V + \frac{1}{2}\, m\, v^2 = \textit{const.}$$

waarin V de potentiaal voorstelt en e, m en v resp. de lading, massa en snelheid van het

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Digitized by www.freeservicemanuals.info

electron beteekenen [2]).

Op deze wijze verkrijgt men een electronenlens, die volkomen analoog is met een optische lens. Bij de practische uitvoering van dergelijke metaaldraadlenzen ondervindt men echter moeilijkheden door het verstrooien der electronen aan het metaaldraadrooster.

Electronen-immersiesystemen

Van een goede kathodestraalbuis verlangen wij niet alleen, dat hij een zoo klein mogelijk beeld van de kathode levert, maar ook, dat de afstand van optiek tot scherm, vgl. fig. 2, niet te klein uitvalt, want betrekkelijk kleine hoekafwijkingen, die de metalen platen P_1 en P_2 aan de kathodestraal mogen geven, moeten door betrekkelijk groote uitwijkingen op het scherm S zichtbaar worden gemaakt. Bij het fluorescentiescherm S hebben wij dus met een klein beeldoppervlak O' en een kleine bundelopening Ω' te maken. Anderzijds wenschen wij, dat het kathodeoppervlak O niet te klein is en evenmin de gebruikte openingshoek Ω der uittredende kathodestralen, want wij moeten een voldoende intensiteit kunnen bereiken.

Uit de optica is het nu bekend, dat voor voldoend kleine openingshoeken het product van beeldgrootte O', bundelopening Ω' en kwadraat van de brekingsindex n'^2 gelijk is aan het overeenkomstige product voor het voorwerp:

$$O'\ \Omega'\ n'^2 = O\ \Omega\ n^2 \quad . \quad . \quad (3)$$

In de electronenoptica wordt de brekingsindex n vervangen door de electronensnelheid v en het is dus duidelijk, dat wij aan de in de vorige alinea genoemde voorwaarden kunnen voldoen door er voor te zorgen, dat de electronen bij het scherm veel grootere snelheden hebben dan bij de kathode. In de optica heet een systeem met media van verschillende brekingsindices bij voorwerp en beeld een immersiesysteem en wij zullen in de electronenoptica een systeem, waarbij de snelheid der electronen in de buurt van kathode en scherm niet gelijk zijn, een electronen-immersiesysteem noemen. Het is nu met kathodestralen in tegenstelling met lichtstralen, waarbij de brekingsindices slechts tusschen 1 en 2 variëeren, mogelijk de verhouding der met de brekingsindices analoge snelheden willekeurig groot te maken door de electronen voldoende te versnellen. Hierdoor is het mogelijk om met kleine bundelopeningen toch kleine beelden te verkrijgen.

Men gebruikt ter concentratie van de electronenstraal rotatiesymmetrische electrische velden, zooals bijv. in *fig. 5* aangegeven zijn. De concentreerende werking van dergelijke electrostatische velden kan men zich duidelijk maken uit het verloop der krachtlijnen in fig. 5.

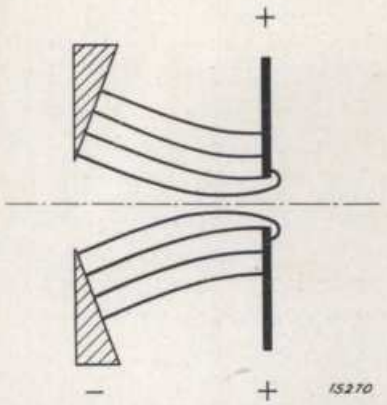


Fig. 5. Electrostatisch veld van een electronen-immersiesysteem. Uit het verloop der electrische krachtlijnen ziet men, dat de electronen van links naar rechts gaande sterk worden versneld en dientengevolge met een groote snelheid uit de opening in de anode zullen treden.

In *fig. 6* is aangegeven op welke wijze in de door Philips gebouwde kathodestraalbuizen 3951/3952 de concentratie der electronenbundel wordt verkregen.

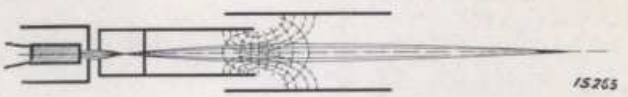


Fig. 6. Electronenoptiek van de Philips kathodestraalbuizen 3951/3952. Krachtlijnen: — — — —; aequipotentiaallijnen: — · — · —; banen der electronen: ————.

De opening van de Wehneltcylinder is vrijwel geheel afgesloten door een plaatje, dat alleen vlak vóór de gloeikathode een klein gaatje draagt, waardoor de electronen naar buiten kunnen treden. De Wehneltcylinder heeft zoo'n groote negatieve spanning, dat de electronenstraal in het begin van de eerste anodecylinder reeds vóór-gefocusseerd is. Het veld tusschen het einde van de eerste anodecylinder en de tweede zorgt voor een nauwkeurige concentratie van de electronenbundel.

Magnetische concentratie

Behalve met electrische electronenlenzen of -immersiesystemen kan men de concentratie der electronenbundel ook bewerkstelligen met behulp van een axiaal magneetveld, hoewel er voor een dergelijke concentratie geen optisch analogon valt aan te wijzen. Loopt nl. in de richting van een magneetveld een eenigszins divergente electronenbundel, dan zal op deze electronen de Lorentzkracht werken, die loodrecht is op het magneetveld en op hun bewegingsrichting. Tengevolge

[2]) $e = 4{,}77.10^{-10}$ e. s. e.
$m = 9.10^{-28}$ gram.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

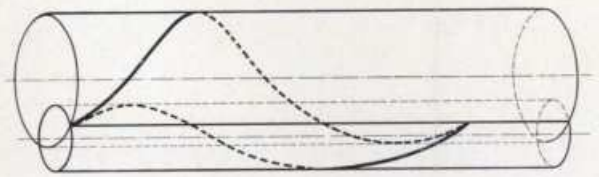
hiervan beschrijven die electronen langgerekte schroeflijnen met assen evenwijdig aan het magneetveld en daar deze schroeflijnen allen éénzelfde spoed hebben, zal de electronenbundel in een punt van de as worden geconcentreerd (*fig.* 7).

Om dit nauwkeuriger in te zien, beschouwen wij ongeveer in de as van de buis een electron met snelheid v, die een kleine hoek α met de richting van het magneetveld maakt, zoodat de radiale snelheid $v \sin \alpha$ is en de axiale wel v genoemd mag worden. De projectie van de electronenbeweging op een vlak loodrecht op het magneetveld is dan een eenparige cirkelbeweging met straal r, want hiervoor is een middelpuntzoekende kracht

$$\frac{m v^2 \sin^2 \alpha}{r}$$

noodig, die juist door het magneetveld H wordt geleverd: $H (e/c) v \sin \alpha$ (c is de lichtsnelheid). De straal van de cirkel is dan:

$$r = \frac{c m v}{eH} \sin \alpha \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$



15273

Fig. 7. Schroeflijnen, zooals worden beschreven door electronen onder invloed van een axiaal magneetveld. De cylinders, waarover deze schroeflijnen verloopen, zijn voor de duidelijkheid van de teekening als ondoorzichtig beschouwd. Al deze cylinders hebben de as van de buis als gemeenschappelijke beschrijvende lijn.

De verschillende electronen beschrijven loodrecht op het magneetveld dus cirkels, waarvan de stralen evenredig zijn met de electronensnelheid v en omgekeerd evenredig met de magnetische veldsterkte H. Al die verschillende cirkels worden doorloopen in éénzelfde tijd:

$$\tau = \frac{2 \pi r}{v \sin \alpha} = 2 \pi \frac{m c}{eH} \quad . \quad . \quad (5)$$

De electronen hebben in axiale richting gedurende die omloopstijd τ dan allen dezelfde afstand s afgelegd:

$$s = v \tau = 2 \pi \frac{m c v}{eH} \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

Dit is dus eenzelfde spoed voor al die verschillende schroeflijnen, welke de electronen beschrijven rondom assen evenwijdig met het magneetveld (*fig.* 7).

Met magnetische concentratie zijn zeer goede resultaten verkregen. Zij werd o.a. toegepast in de electronenmicroscoop, waarmee de opnamen van fig. 1 werden gemaakt.

Afbeeldingsfouten

Licht van verschillende kleur wordt aan grensvlakken tusschen verschillende media in het algemeen verschillend gebroken; dientengevolge zullen lichtstralen van verschillende kleur, die van één punt uitgaan, door een lens niet weer in éénzelfde punt worden vereenigd. Er treedt z.g. chromatische aberratie op tengevolge van het verschil in brekingsindex n voor verschillende kleuren. In de electronenoptica hebben wij bij een inhomogene bundel van electronen met de analoge afbeeldingsfout te maken. De electronen hebben in een dergelijke bundel nl. verschillende snelheden v en worden dus in een electrisch veld ook verschillend afgebogen. Daar de electronen met verschillende snelheden uit de kathode komen, is natuurlijk de electronenbundel steeds ietwat inhomogeen. Men houdt nu de inhomogeniteit van de electronenbundel voldoende klein door de electronen vlak bij de kathode reeds een zoo groot spanningsverschil te laten doorloopen, dat zij snelheden krijgen, ten opzichte waarvan de uittreesnelheid kan worden verwaarloosd.

Werken wij in de optica met grootere bundelopeningen, dan worden de door een punt op de as uitgezonden stralen, die dicht langs de as verloopen, door een lens weer vereenigd in een ander punt van de as dan de stralen, die grootere hoeken maken met de as. Deze afbeeldingsfout heet sferische aberratie en zijn analogie in de electronenoptica is de aberratie van de homogene electronenbundel met eindige openingshoek. Deze fout blijft voldoende klein als de bundelopeningen niet te groot zijn.

Beeldt een plat vlakje loodrecht op de as van een lens zich af als een gekromd oppervlak, dan spreekt men van beeldkromming. Deze afbeeldingsfout is in de electronenoptica niet erg hinderlijk, aangezien wij hierbij te maken hebben met bundels van een groote diepte-scherpte (vergelijk hoofdstuk Ruimteladingseffecten; fig. 10), waarvoor het beeldvlak niet zoo streng vastligt op een bepaalde afstand van de lens.

Een lichtbundel, die niet evenwijdig loopt aan de as van de lens, zal niet in één brandpunt worden vereenigd, maar levert twee onderling loodrechte brandlijnen, die loodrecht op de lensas staan en op verschillende afstand van de lens liggen. Deze afbeeldingsfout heet astigmatisme van scheeve bundels. In slecht gecentreerde optische systemen treedt ook astigmatisme van evenwijdige bundels op. In de electronenoptica kan dit verschijnsel zeer hinderlijk zijn, want de

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Digitized by www.freeservicemanuals.info

electronenbundel kan men in dit geval slechts op het fluorescentiescherm vereenigen tot twee onderling loodrechte lijnen, die resp. optreden bij twee verschillende snelheden der electronen. Voor het verkrijgen van scherpe beelden is het dus zaak om astigmatisme zoo goed mogelijk te vermijden.

Het blijkt, dat men in rotatiesymmetrie en onderlinge oriëntatie van kathode en Wehneltcylinder slechts afwijkingen kan toelaten die van de orde van grootte van 0,01 mm zijn. Bij de verdere afbeeldingsoptieken heeft men met grootere afmetingen te maken, zoodat hiervoor ook de afwijkingen van de nauwkeurig rotatie-symmetrische vorm en oriëntatie wel wat grooter mogen zijn en b.v. een speling van eenige 0,1 mm kan worden toegestaan. Inhomogeniteiten van het kathodeoppervlak kunnen aanleiding geven tot afwijkingen in de rotatie-symmetrie van de electronenstraal, waardoor dan z.g. kathode-astigmatisme optreedt. Gelukkig verdwijnt deze fout meestal wel, nadat de buis eenige uren in bedrijf is geweest, waardoor het kathodemateriaal voldoende homogeen wordt gemaakt.

Bij het gebruiken van magnetische concentratie, waarvoor geen optisch analogon bestaat, krijgen wij te maken met afbeeldingsfouten, waarbij natuurlijk evenmin een optische analogie ons kan helpen om het verschijnsel begrijpelijker voor te stellen. Voor stralen die slechts zeer weinig van de as afwijken, kregen wij volgens formule (6) per eenheid van lengte in de axiale richting daaromheen een draaiing van eH/mcv. Hebben wij te maken met electronen, die tijdens het doorloopen der magneetspoel ook nog worden versneld, dan is de totale draaiing in het magneetveld dus de lijnintegraal van deze specifieke draaiing. Voor weinig divergente homogene bundels bestaat de invloed van het

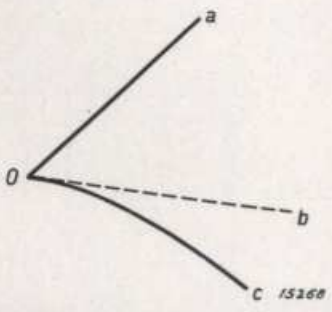


Fig. 8. Draaiingsfout in een vlak loodrecht op de as geprojecteerd. O is de as; a is een lijn, die de as loodrecht snijdt; b is de gedraaide stand volgens formule (6) en c is de vorm, die ontstaat door de draaiingsfout.

homogene magneetveld derhalve slechts uit een gelijkmatige draaiing om de as. Ook met inhomogene magneetvelden is een goede concentratie te bereiken. Hierbij treedt niet alleen draaiing maar ook vergrooting van het beeld op. Voor stralen, die grootere hoeken met de as maken, kan de draaiing anders zijn dan voor stralen, die weinig van de as afwijken. Bij afbeelding van grootere oppervlakken blijven daardoor vaak rechte lijnen, die de as loodrecht snijden, niet meer recht. Zij vertoonen behalve de in het voorafgaande aangeduide draaiing ook nog vervormingen, die men wel draaiingsfouten noemt (*fig. 8*).

Afbuigingsoptiek

De afbuigende velden zullen uit den aard der zaak geen rotatiesymmetrie vertoonen, maar in het algemeen wel spiegelsymmetrie. Zij werken dus zooals cylinderlenzen in de optica en het is zaak er voor te zorgen, dat het door hen veroorzaakte astigmatisme zoo klein mogelijk wordt gehouden. Zou men b.v. één der afbuigende platen met de anode verbinden en slechts op de andere een wisselende spanning brengen, dan had men bij eenzelfde spanningsverschil tusschen de platen met een veel grooter astigmatisme te maken, dan het geval is bij symmetrische schakeling der platen ten opzichte van de anode.

Ondergaan de electronen groote afbuigingen, dan komen zij in de buurt van de randen der afbuigplaten, waar het veld sterke inhomogeniteiten vertoont. De afwijking is dan niet meer evenredig met de afbuigspanning. Om aan dit bezwaar tegemoet te komen gebruikt men wel zoodanig gebogen metalen platen (*fig. 9*), dat de electronen zoo nauwkeurig mogelijk over aequipotentiale oppervlakken loopend het afbuigingsveld zullen verlaten.

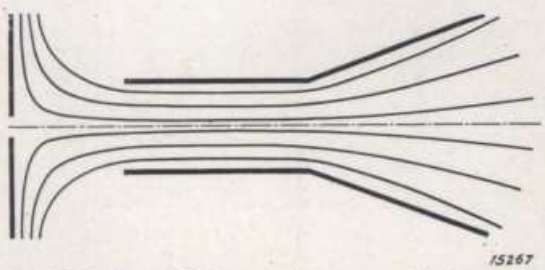


Fig. 9. Afbuigingsveld, dat de electronen vrijwel over aequipotentiale oppervlakken verlaten.

Ruimteladingseffecten

Voor de onderlinge afstooting van electronen bestaat in de optica geen analogon en de vervorming, die een electronenbundel hierdoor ondergaat, moeten wij dan ook nog op zichzelf behandelen. De fluorescentievlek verkrijgt een z.g. ruimteladings-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

verbreeding, waardoor zij grooter wordt, dan volgens de optica het geval zou wezen. Stelt men bij een oscillograaf met een anodespanning van 2000 volt bijv. de eisch, dat de vlek een max. diameter van 1 mm moet hebben, dan wordt de maximaal toelaatbare stroomsterkte ongeveer 0,1 mA. Bij de moderne televisiebuizen komt men met de stroomsterkte tot in die buurt, maar men werkt dan met hoogere spanningen. Misschien kan men aan deze begrenzing der stroomsterkte van de kathodestraal door de onderlinge afstooting der electronen nog wel ontkomen, als men optieken gaat vervaardigen met een groote opening, waarbij dan de stroomdichtheid tot vlak bij het scherm voldoende klein blijft. Bij een electronenstraal is de plaats van het beeld veel minder nauwkeurig bepaald dan in de optica, want over een flinke lengte heeft zij vrijwel haar kleinste doorsnede (*fig. 10*). Een electronenbundel heeft hierdoor een groote diepteschерpte en het begrip beeldkromming (vergelijk hoofdstuk Afbeeldingsfouten) zal derhalve in de electronenoptica geen rol spelen.

15266

Fig. 10. Beeldvorming door lichtstralen (a) en door electronenstralen (b). Bij lichtstralen zijn de begrenzingen van de bundel rechte lijnen, maar bij electronenbundels zijn zij gekromd door de onderlinge afstooting der electronen. Dientengevolge vertoonen deze electronenbundels over een vrij groote afstand vrijwel hun kleinste doorsnede.

De breedte, waarmee een oscillogram door een kathodestraal wordt geschreven, blijkt ook af te hangen van de schrijfsnelheid. Men noemt dit effect „opladingsverbreeding". Het is nl. toe te schrijven aan het verschil in oppervlaktedichtheid van de lading, die het scherm ontvangt van de meer of minder snel erover strijkende electronenstraal. Hierdoor ontstaat vóór het scherm een afstootend electrostatisch veld, dat een défocusseerende werking op de bundel uitoefent.

Behalve dergelijke hinderlijke gevolgen van de electrische lading der kathodestralen bestaat er gelukkig ook een welkom uitvloeisel hiervan. De z.g. zelfconcentratie, die men kan bereiken in met gas gevulde kathodestraalbuizen, is nl. een gevolg van de ioniseerende werking, die de snelle electronen uitoefenen op de gasatomen. Hierdoor ontstaat langs de weg, die de snelle electronen in het gas volgen, een spoor van positieve ionen, die vanwege hun veel grootere massa lang niet zoo beweeglijk zijn als de tegelijkertijd gevormde electronen, die veel sneller zullen wegdiffundeeren uit de kathodestraal. Er stelt zich dientengevolge een evenwicht in tusschen electronen, atomen en ionen, dat zoodanig is, dat er zich langs de kathodestraal een aanmerkelijk positieve ruimtelading van ionen heeft opgehoopt, die de erlangs schietende electronen sterk aantrekt. Daardoor kan niet slechts hun onderlinge afstooting gecompenseerd worden, maar zelfs kan de electronenstraal erdoor worden geconcentreerd. Het is dan ook mogelijk om in met gas gevulde buizen een behoorlijke afbeelding te bewerkstelligen zonder daartoe speciale, concentreerende electrische velden aan te brengen.

Om een goede zelfconcentratie te verkrijgen blijkt men gasdrukken van 10^{-2} à 10^{-3} mm te moeten gebruiken. Voor dergelijke gasvullingen komen speciaal in aanmerking: neon, argon of kwikdamp. Hiermede kan men kathodestraalbuizen vervaardigen, die reeds bij spanningen van eenige honderden Volt een behoorlijke afbeelding leveren. Eén der bezwaren van een gasvulling is het gevaar, dat de kathode beschadigd kan worden door het bombardement der positieve gasionen. Om dit te voorkomen maakt men de anode zoodanig, dat zij de kathode zoo goed mogelijk afsluit van de afbuigingsruimte, waarin de gasionen voornamelijk worden gevormd.

De concentreerende werking der gasionen is erg van de intensiteit van de kathodestraal afhankelijk, want bij intensiteitsverandering verschuift zich natuurlijk het evenwicht, dat zich langs de straal instelt tusschen electronen, atomen en gasionen. Bij een televisiebuis, waarin de straalintensiteit voortdurend varieert, is het moeilijk, met gasconcentratie bevredigende resultaten te bereiken. Men gebruikt dan ook in de televisie hoogvacuumbuizen, die met spanningen van eenige kV werken, zoodat tengevolge van de veel grootere snelheden der electronen hun onderlinge afstooting niet zooveel gelegenheid heeft, de schrijfvlek erg te vergrooten.

Bewerkt door G. P. ITTMANN.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Digitized by www.freeservicemanuals.info

RELAXATIETRILLINGEN

Samenvatting. De relaxatietrillingen zijn in hun wezen gekenmerkt door een vaste (niet zooals bij harmonische trillingen door beginvoorwaarden bepaalde) amplitude en een periode die bepaald is door een relaxatietijd (duur van de instelling van een evenwicht). Dit soort van trillingen komt veelvuldig voor in de meest uiteenloopende gebieden van natuurwetenschap en techniek. Zij spelen een speciale rol bij het onderhouden van de, den ingenieur veel meer vertrouwde, harmonische trillingen. Een practisch zeer nuttige eigenschap der relaxatietrillingen is hun gemakkelijke synchroniseerbaarheid. Tusschen de grensgevallen van volkomen zuivere relaxatietrillingen en volkomen zuivere harmonische trillingen bestaan overgangsvormen, die physisch verwezenlijkt en ook uit een differentiaalvergelijking afgeleid kunnen worden.

Inleiding

Bij sommige natuurverschijnselen dateert onze vooruitgang in het beter begrijpen en technisch toepassen niet vanaf het oogenblik dat zij ontdekt werden, doch vanaf het moment dat zij een naam kregen. Dit beteekent immers, dat het betreffende verschijnsel, moge het dan al eeuwen bekend zijn, de aandacht tot zich heeft getrokken en de mensch, omdat hij zich ermee gaat bezighouden, de behoefte voelt, het gemakkelijk te kunnen aanduiden.

De relaxatietrillingen kregen in 1926 hun naam[1]), toen de belangstelling van verschillende onderzoekers, speciaal ook in het Philips laboratorium, naar dit soort verschijnselen uitging. Spoedig zag men, dat een groot aantal periodieke processen in de meest uitcenloopende gebieden der natuurwetenschap als relaxatie-trillingen kunnen worden opgevat. Alras bleek het nieuwgedoopte soort trillingen ook een nuttig, en onbewust al lang toegepast, werktuig in de hand van den ingenieur te zijn. In het eerste nummer van dit tijdschrift zijn reeds op twee verschillende plaatsen (J. van der Mark: Een experimenteele televisiezender en ontvanger, blz. 16; D. M. Duinker: Relaisbuizen als tijdschakelaars voor het naadlasschen, blz. 11) speciale toepassingen daarvan beschreven.

In het volgende zullen wij op het mechanisme en de voornaamste eigenschappen ingaan van systemen, die relaxatie-trillingen uitvoeren.

Een speciale relaxatietrilling als voorbeeld

Teneinde den lezer direct te laten zien, om welk soort verschijnselen het hier gaat, beginnen wij met het bespreken van een voorbeeld en wel één, dat al heel lang bekend is, nl. het oscilleeren van een glimontlading met parallelgeschakelde condensator.

Fig. 1 geeft de schakeling van het systeem. B is een ontladingsbuis van een willekeurig type, waar-

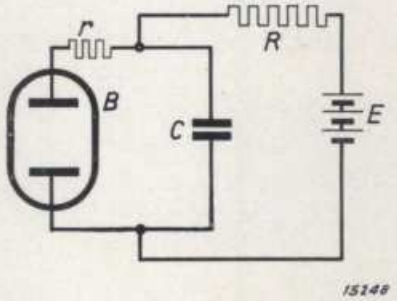


Fig. 1. Een systeem, dat relaxatietrillingen kan uitvoeren. De condensator C wordt door de batterij E via de (geschikt gedimensioneerde) weerstand R geladen. De ontladingsbuis B heeft eerst een oneindig groote weerstand. Zoodra echter de condensatorspanning de ontsteekspanning van B overschrijdt, ontsteekt de buis, d.w.z. haar weerstand daalt plotseling op een kleine waarde r. De condensator ontlaadt zich vlug over deze kleine weerstand, totdat zijn spanning is gedaald tot de uitdoofspanning van B, waarop de weerstand van de buis weer oneindig wordt en het spel opnieuw begint.

[1]) Door B. van der Pol, in Tijdschr. v/h Nederl. Radio Genootschap **3**, 25, 1926. In Duitschland creëerde ongeveer tegelijkertijd E. Friedländer, Arch. f. Elektrotechn. **17**, 1, 1926, de naam „Kippschwingungen", die zich daar ook heeft ingeburgerd.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

van we alleen veronderstellen, dat ze een bepaalde ontsteekspanning V_1 en een bepaalde uitdoofspanning V_2 heeft. De buis begint de stroom te geleiden, zoodra de spanning tusschen haar uiteinden boven V_1 stijgt. De condensator C, die door de batterij E via de groote weerstand R wordt geladen, ontlaadt zich via de kleine weerstand r van de buis B, zoodra zijn spanning de waarde V_1 heeft bereikt. De condensatorspanning neemt door de ontlading over de kleine weerstand r snel af tot op de uitdoofspanning V_2, waar de buis geen stroom meer door laat en de ontlading weer ophoudt. Nu wordt de condensator weer geladen, zijn spanning stijgt van V_2 weer tot V_1, waarna het spel opnieuw begint. De spanning V op de condensator heeft dus het in *fig. 2* geteekende verloop.

Zooals men ziet, verschilt de ontstane trilling aanzienlijk van een sinus-trilling. Kenmerkend zijn,

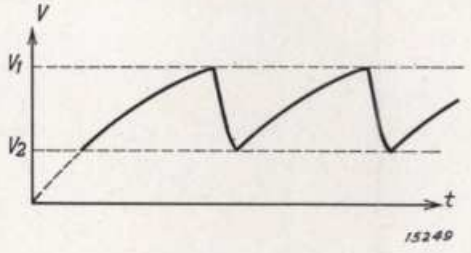


Fig. 2. Tijdsverloop van de condensatorspanning V in de schakeling van fig. 1. V_1 is de ontsteek-, V_2 de uitdoofspanning. De kromme stelt een relaxatietrilling voor.

bij de kromme in fig. 2 evenals bij andere vormen van relaxatietrillingen (zie fig. 7c), de steile sprongen, die aan het eind van iedere periode, overeenkomende met de plotselinge ontlading, optreden. De lengte van de periode is derhalve in hoofdzaak bepaald door de tijd, die voor het laden van de condensator (vanaf de spanning V_2 tot V_1) noodig is en die door de weerstand R en de capaciteit C bepaald wordt. Een dergelijke tijd, die zeer algemeen aangeeft de duur van de instelling van een evenwicht (in dit geval tusschen condensator- en batterijspanning), noemt men een relaxatietijd. Bij soortgelijke trillings-processen is de trillingstijd steeds door een relaxatietijd bepaald, vandaar de naam relaxatietrillingen.

Behalve dit meer uiterlijke verschil tusschen de relaxatietrillingen en de van ouds bekende harmonische (sinus) trillingen, zijn er nog andere redenen die aanleiding geven om de relaxatietrillingen als een zelfstandig verschijnsel te bestudeeren. Men zou geneigd zijn om hiertegen in te brengen, dat een relaxatietrilling, evenals ieder ander periodiek verschijnsel, formeel, nl. met behulp van een Fourier-reeks, uit harmonische trillingen kan worden opgebouwd. De meest op de voorgrond tredende eigenschap van een relaxatietrilling is echter, in tegenstelling met de harmonische trilling, niet het periodieke van het verschijnsel. In ons voorbeeld zagen wij een typisch aperiodiek proces, te weten het laden van een condensator, steeds opnieuw herhaald worden, aaneengeregen door tusschengeschakelde ontladingen van de condensator. In welk rhythme het aaneenrijgen geschiedt, is bepaald door de ladingstoevoer vanuit de energiebron E via de weerstand R; we kunnen, door de bron E even af te schakelen, het laadproces op een willekeurig tijdstip stopzetten en na een willekeurige tijd weer vanaf hetzelfde punt verder laten loopen. Het trillingssysteem heeft dus geen voorkeur voor een bepaalde kenmerkende frequentie; deze kan gemakkelijk door uitwendige factoren beinvloed worden. Daarentegen ligt de amplitude van de relaxatietrilling vast: het omklappen van lading naar ontlading van de condensator en omgekeerd, vindt plaats bij de ontsteekspanning resp. de uitdoofspanning der ontladingsbuis, het systeem schommelt steeds tusschen deze beide spanningen heen en weer.

Het gebruik van relaxatietrillingen voor het onderhouden van harmonische trillingen

Vestigen we onze aandacht nu op de omzetting van energie, die bij een relaxatietrilling, resp een harmonische trilling, plaatsvindt. In het beschreven voorbeeld van een relaxatietrilling zagen wij een energie-reservoir (de condensator), waaraan vanuit een constante bron (de batterij) energie toegevoerd wordt; verder bevat het systeem een orgaan (de ontladingsbuis), dat bij een bepaalde hooge „spanning" van het reservoir plotseling energie gaat dissipeeren (in warmte omzetten) totdat het reservoir tot een bepaalde lagere spanning is gedaald; dan houdt de dissipatie op, en het spel herhaalt zich. Het resultaat is dus, dat het systeem steeds een bepaalde portie energie uit een constante energiebron put om deze te dissipeeren; dit kan onbeperkt worden voortgezet.

In een harmonisch trillingssysteem hebben we steeds twee energiereservoirs: bijv. een massa m, waarin kinetische, en een veer c, waarin potentieele energie kan worden opgehoopt (*fig. 3a*), of een condensator C voor electrische en een zelfinductie L voor magnetische energie (*fig. 3b*). Bij het trillen gaat de energie periodiek van de ééne in de andere

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

vorm over. Een dissipatie van energie, die practisch steeds optreedt (wrijvingskrachten, electrische weerstand), heeft tot gevolg, dat de schommeling geleidelijk uitsterft. We zullen dus, om een onbeperkt

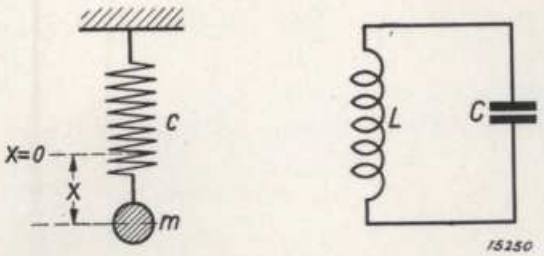


Fig. 3. Voorbeelden van systemen, die harmonische trillingen uitvoeren.
a) Mechanisch systeem, bestaande uit een massa m, die aan een veer met veerconstante c bevestigd is.
b) Electrisch systeem, bestaande uit in serie geschakelde condensator C en zelfinductie L.

durende sinus-trilling te krijgen, de verloren energie weer moeten toevoeren. Hier doet zich echter het eigenaardige feit voor, dat we uit een constante energiebron geen energie direct aan een harmonisch systeem kunnen toevoeren om zijn trillingen te onderhouden. Dit is gemakkelijk in te zien met behulp van de differentiaalvergelijking voor de harmonische trillingen, bijv. van het mechanische systeem (fig. 3a):

$$m\frac{d^2x}{dt^2} + a\frac{dx}{dt} + cx = 0 \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Hierin is x de uitwijking van het systeem uit de ruststand, de drie termen geven achtereenvolgens de traagheidskracht (reservoir m, resp. L), de wrijvingskracht (energie-dissipatie) en de terugdrijvende kracht (reservoir c, resp. C) die elkaar op ieder oogenblik in dynamisch evenwicht houden. De oplossing van (1) is, als we even de demping buiten beschouwing laten, een sinusfunctie (*fig. 4*), waarvan de frequentie vastligt, de phase en amplitude echter willekeurig, nl. alleen door de beginvoorwaarden (de waarde van x en dx/dt bij $t = 0$) bepaald zijn. Laat men een constante uitwendige kracht K op het systeem werken, dan wordt vergelijking (1)

$$m\frac{d^2x}{dt^2} + a\frac{dx}{dt} + cx = K \quad . \quad . \quad . \quad (1a)$$

De hierdoor aan het systeem toegevoerde energie is bepaald door de integraal van kracht maal afgelegde weg:

$$Arbeid = \int K\,dx = K\int dx$$

Doch wanneer we hier voor x de sinusfunctie invullen, die de te onderhouden trilling voorstelt, is de integraal over een heele periode van de sinus gelijk aan nul! [2]) Om de integraal niet nul te laten worden, dus om werkelijk energie aan het systeem toe te voeren, moeten we een kracht laten werken, die niet constant is, doch een willekeurige functie van de tijd, mits in deze functie een (bijv. door Fourier-analyse te vinden) met x synchrone component, dus een soortgelijke sinusfunctie als x zelf, aanwezig is. In heel veel gevallen leveren ons de beschikbare energiebronnen constante krachten: de zwaartekracht, de drukkracht van de wind of van een waterstraal, de spanning van een batterij, enz. Om hierin de vereischte sinuscomponent te doen ontstaan, moeten we het constante tijdsverloop van de kracht in regelmatige stukken hakken, zoodat afwisselend al of niet energie wordt toegevoerd. Dit is echter precies hetgeen de relaxatietrillingen presteeren. We kunnen dus tusschen de constante energiebron en het gedempte harmonische trillingssysteem een relaxatiesysteem schakelen voor de portie-gewijze overbrenging van de energie.

Inderdaad zien wij dit beginsel in de practijk toegepast. Het meest voor de hand liggende voorbeeld voor onderhouden harmonische trillingen is het uurwerk. Door hun gebondenheid aan een

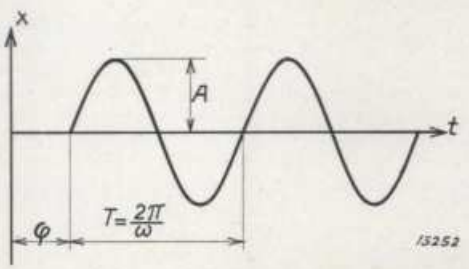


Fig. 4. Ongedempte harmonische trilling (sinusfunctie). De periode $T = 2\pi/\omega$ is door de grootte van de elementen in het systeem vastgelegd. De phase φ en de amplitude A zijn willekeurig (d.w.z. slechts door de beginvoorwaarden van de differentiaalvergelijking (1) bepaald).

bepaalde frequentie zijn harmonische trillingen uitermate geschikt om de tijd te meten. We laten een slinger (in de wandklok) of een onrust (in het zakhorloge) of een piezoëlectrisch kwartsplaatje (in sommige moderne astronomische uurwerken) trillen, en meten de tijd door het aantal trillingen te tellen.

---

[2]) De constante kracht brengt nl. alleen een verschuiving van de nulstand, waarom het systeem trilt, teweeg; dit blijkt uit de differentiaalvergelijking (1a), die we met de substitutie $x - K/c = x'$ kunnen schrijven als

$$m\frac{d^2x'}{dt^2} + a\frac{dx'}{dt} + cx' = 0.$$

Dit is weer dezelfde vergelijking als (1), alleen is de nulstand nu $x' = 0$, dus $x = K/c$, in plaats van $x = 0$.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Om deze trillingen te onderhouden, zoodat zij niet tengevolge van de demping spoedig tot stilstand komen, hebben we een continue energiebron, bijv. de gespannen veer in het zakhorloge. Met behulp van de hefboom A (anker) van het échappement (*fig. 5*) krijgt de onrust O aan het eind van iedere halve periode van haar trilling een nieuwe impuls, doordat de drijfveer een weinig ontspannen wordt, dus een kleine portie van zijn potentieele energie

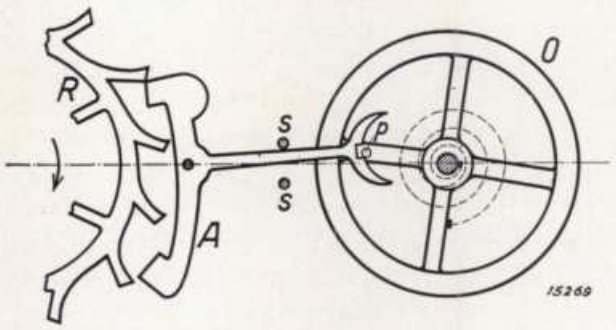


Fig. 5. Echappement van een zakhorloge. De harmonische trillingen, die de onrust O uitvoert, worden onderhouden door de periodieke energie-overdracht met behulp van het anker A, dat een relaxatietrilling uitvoert. In detail is het proces als volgt. Zoodra de onrust in haar trillingen de middelste stand nadert (grootste snelheid), stoot de pen p van boven komende tegen de vork van het anker A, dat tot nu toe tegen de bovenste pen s lag. Het anker wordt een stukje meegedraaid, zijn bovenste klauw glijdt langs de tand van het palrad R, waar zij tegen aan lag; wanneer deze tand vrij geworden is (dit moment is hier geteekend), draait het palrad, onder de spanning van de drijfveer staande, in de pijlrichting een tand verder (het wordt direct weer door de onderste klauw van het anker opgevangen) en versnelt de ankerbeweging nu met behulp van het eindvlak van de tand zoodanig, dat het anker in de tegenovergestelde eindstand (onderste pen s) omklapt, waarbij zijn vork tevens een stoot aan de pen p van de onrust meedeelt in de bewegingsrichting van deze. Op dit oogenblik ontvangt dus de harmonische trilling (onrust) energie van de constante energiebron (veer). Het anker blijft in de nieuwe eindstand liggen, totdat de onrust na een halve trillingsperiode weer op dezelfde wijze het omklappen in de andere richting inleidt.

als kinetische energie der draaibeweging op het tandraderensysteem en de anker overbrengt. De hefboom A van het échappement voert een typische beweging volgens een relaxatietrilling uit, hij slaat tusschen twee vaste eindstanden (aanslagen s) naar rechts en links heen en weer, waarbij het omslaan in dit geval juist door de koppeling met de harmonische trilling bewerkstelligd wordt [3]).

Een ander voorbeeld is een stemvork, waarvan de (harmonische) trillingen onderhouden worden door eenzelfde mechanisme als in de electrische bel is toegepast; dit is weer een relaxatietrilling (het vol- en leegloopende energie-reservoir is hier de magneetspoel) [4]). Ook het geluid van een orgelpijp wordt op een dergelijke manier voortgebracht: De luchtkolom in de pijp voert een harmonische trilling uit, deze wordt aangewakkerd en onderhouden door een luchtstroom, die over een tong geblazen wordt. Daarbij vormen zich achter de rand van de tong luchtwervels, die tot een bepaalde grootte groeien, dan instabiel worden en van de tong loslaten. Dit herhaalt zich periodiek, we hebben weer met een relaxatietrilling te maken, die de harmonische trilling aandrijft.

De synchronisatie van relaxatietrillingen

In het voorafgaande hebben we het, voor de practijk belangrijke verschil gezien in het gedrag van harmonische en relaxatie-systemen ten opzichte van een constante kracht. We willen nu ook zien hoe deze twee systemen op een periodieke bijv. sinusvormige uitwendige kracht reageeren.

Onder de invloed van een uitwendige periodieke kracht gaat een harmonisch systeem z.g. gedwongen trillingen uitvoeren, met een frequentie gelijk aan die der uitwendige kracht, doch met een amplitude, die bij groot verschil tusschen gedwongen en eigen frequentie zeer klein is; nadert de gedwongen frequentie daarentegen de eigen frequentie, dan wordt de amplitude van het systeem groot, er treedt „resonantie" op.

Een relaxatiesysteem vertoont niet een dergelijk resonantie-verschijnsel. De amplitude is hier vastgelegd door het verschil der „spanningen" van het energie-reservoir, waarbij het omklappen van het besturende orgaan (in ons beginvoorbeeld de ontladingsbuis) plaats vindt. De uitwendige kracht oefent echter een invloed uit op het tijdstip van het omklappen. Zij beinvloedt, zonder belangrijke wijziging van de amplitude der relaxatietrillingen, hun frequentie binnen bepaalde grenzen.

Dit wordt zeer mooi gedemonstreerd in de z.g. frequentiedeeling [5]). In het systeem van fig. 1 brengen we in serie met de ontladingsbuis een

---

[3]) Dat het échappement via het palrad R tevens een telwerk beweegt, dat ons de tijd op de wijzerplaat laat aflezen, is voor het mechanisme niet van belang. Overigens zou hier het „relaxatie-systeem" (anker) zonder het gekoppelde harmonische systeem geen zelfstandige trilling uitvoeren.

[4]) Nia udet heeft voor muzikale doeleinden ook een klok geconstrueerd, waar een stemvork van 64 trillingen per sec als regulator aangedreven wordt door een échappement (het palrad maakt hier 1 volle omwenteling per secunde!). Loopt deze klok 1 secunde per dag achter, dan is de frequentie van de stemvork, zooals gemakkelijk valt uit te rekenen, slechts 63,99926 per sec. Met dit instrument kunnen volgens de zwevingsmethode zeer nauwkeurig absolute toonshoogten worden gemeten.

[5]) B. van der Pol en J. van der Mark, Nature **120**, 363, 1927.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

periodieke spanning $e \sin \omega t$ (*fig. 6*). We vinden dan, dat de tijd tusschen twee ontstekingen, d.w.z. één periode der relaxatietrilling, bij voorkeur een geheel aantal n (n = 1, 2, 3, ...) perioden van de vreemde spanning omvat: de

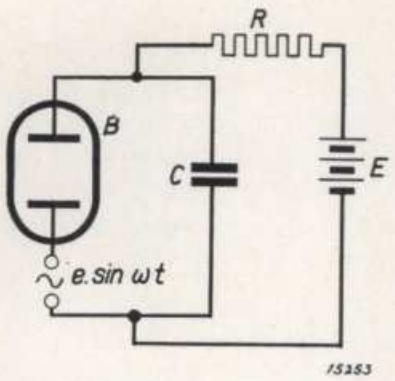


Fig. 6. Hetzelfde relaxatie-systeem als in fig. 1 (intermitteerende ontlading), doch nu met een toegevoegde periodieke spanning $e \sin \omega t$, die het tijdstip van ontsteken en uitdooven beinvloedt.

frequentie van de relaxatietrilling wordt gesynchroniseerd met het n-de deel (1/n = 1 1, 1/2, 1/3, ...) van de vreemde frequentie, nl. dat deel, waarvan de waarde het dichtst ligt bij de frequentie van de „vrije" (ongestoorde) relaxatietrilling. Verandert men in fig. 6 geleidelijk deze „vrije" frequentie door de capaciteit van de condensator te veranderen, dan blijft de frequentie van de „gedwongen" relaxatietrillingen eerst onveranderd, nl. in de pas met die fractie van de vreemde frequentie, waarmee ze juist gesynchroniseerd is; bij grootere afwijking echter springt de frequentie dan over op de volgende breuk, waar de „vrije" frequentie nu dichter bij is komen te liggen. Op deze wijze hebben van der Pol en van der Mark (l.c.) nog synchronisatie van de relaxatietrillingen met 1/200 van de frequentie van een vreemde trilling verkregen!

Verdere voorbeelden en technische toepassingen van relaxatietrillingen

We hebben hierboven gezien, dat bij harmonische trillingen een speciaal mechanisme noodig is om de energietoevoer rhythmisch te doen geschieden. Bij relaxatietrillingen is dat niet noodig. We treffen dan ook in natuur en techniek tal van relaxatiesystemen aan, die onbeperkt doortrillen zonder dat aan de energiebron in dit opzicht bepaalde eischen gesteld worden. Hierbij behoeft ook niet, zooals bijv. in het horloge, een harmonische trilling te pas te komen voor het besturen van het omklappen. Een typisch geval hebben we reeds bij bespreking van de orgelpijp leeren kennen in de groeiende en loslatende luchtwervels in een continue luchtstroom; dit verschijnsel veroorzaakt ook het geluid van de Aeolus-harp en het zingen van telegraafdraden in de wind. De periode van het ontstane geluid is bepaald door de tijdsduur van het aanzwellen van een wervel tot de instabiele grootte, dus door de windsnelheid en draaddikte, en hangt niet af van de lengte en rekspanning van de draden (zooals bij harmonische trillingen der draden het geval is, b.v. viool of piano)! Vele andere welbekende geluiden berusten op relaxatietrillingen: het krassen van een mes op een bord, het wapperen van een vlag, het slaan of zingen van een waterleiding, enz.

In de biologie zijn waarschijnlijk eveneens vele processen als relaxatietrillingen op te vatten, zoo b.v. de hartslag: een periodiek verschijnsel, waar we reeds uit het feit dat we het hart hooren „kloppen" kunnen concludeeren, dat het geen sinus-, doch een relaxatietrilling zal zijn. In het hart zijn feitelijk drie trillende relaxatie-systemen op bepaalde wijze met elkaar gekoppeld. Door drie electrische relaxatie-systemen op soortgelijke wijze te koppelen, hebben van der Pol en van der Mark[6]) de van het gezonde en zieke hart verkregen electrocardiagrammen treffend kunnen nabootsen.

Ook het openen en sluiten der bloembladeren bij planten is dikwijls een relaxatietrilling, die de plant met hetzelfde rhythme voortzet als ze van alle uitwendige invloeden (licht, warmte, enz.) is afgesneden, en die met nieuwe licht-stimuli kan worden gesynchroniseerd!

Op het gebied der electrotechniek zijn de relaxatietrillingen wel het langst als zoodanig bestudeerd. Behalve het voorbeeld van de intermitteerende ontlading en de electrische bel, hebben we hier de Wehnelt-onderbreker, voorts de combinatie van een serie-dynamo, die een afzonderlijk bekrachtigde motor voedt, waarbij de dynamo periodiek ompoolt; vervolgens de multivibrateur van Abraham en Bloch, en andere schakelingen van electronenbuizen met bepaalde karakteristieken.

Vooral de laatstgenoemde electrische relaxatietrillingen vinden veelvuldig technische toepassing (zie b.v. de reeds aangehaalde beschrijvingen uit het eerste nummer van dit tijdschrift). Van verdere toepassingen noemen we nog het gebruik van bimetaal-schakelaars voor reclame- en andere

---

[6]) B. van der Pol en J. van der Mark, Genootsch. bevord. natuur-, genees- en heelkunde **12**, 614, 1928.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

doeleinden (de relaxatietijd is hier een opwarmingstijd), de beweging van de ruitenwisscher van een auto door een pneumatische aandrijving met een soort échappement, en tenslotte nog de automatische doorspoeling van urinoirs met behulp van waterbakken, die periodiek langzaam vol- en door een hevel snel leegloopen.

Wiskundige voorstelling van relaxatietrillingen

In een vorige paragraaf hebben we de differentiaalvergelijking (1) van de harmonische trillingen gebruikt. De vraag ligt voor de hand: kunnen wij ook de relaxatietrillingen wiskundig voorstellen, d.w.z. hun eigenschappen uit oplossingen van differentiaalvergelijkingen aflezen?

Laten we terugkeeren tot ons allereerste voorbeeld, de intermitteerende ontladingsbuis van fig. 1. Tijdens het laden van de condensator C uit de batterij van de spanning E via de weerstand R heeft de buis een oneindig groote weerstand; de voorwaarde van het evenwicht der spanningen voert ons voor de condensatorstroom i_1 in deze toestand tot de differentiaalvergelijking

$$Ri_1 + \frac{1}{C}\int i_1\,dt = E \quad . \; . \; . \quad (2a)$$

De oplossing hiervan is

$$i_1 = \frac{E}{R}\,e^{-\frac{t}{RC}}$$

Voor de condensatorspanning $V = E - i_1 R$ krijgen we dus

$$V = E\,(1 - e^{-\frac{t}{RC}})$$

Dit is het verloop van het begin van de in fig. 2 geteekende kromme: V neemt toe met een snelheid, die bepaald is door de „relaxatietijd" RC in de e-functie. Zoodra echter V grooter dan de ontsteekspanning V_1 van de buis wordt, springt de weerstand van deze van de waarde oneindig op de kleine waarde r. Vanaf dit oogenblik geldt voor de tegengestelde, ontladende condensatorstroom i_2 de differentiaalvergelijking (wij verwaarloozen de kleine grootheid r/R ten opzichte van 1):

$$r\frac{di_2}{dt} + \frac{1}{C}\,i_2 = 0 \quad . \; . \; . \; . \quad (2b)$$

waaruit voor de condensatorspanning volgt

$$V = V_1\,e^{-\frac{t}{rC}}$$

Nu bevinden we ons dus op het aansluitende afvallende gedeelte van de kromme in fig. 2, totdat de uitdoofspanning V_2 bereikt zal worden; de snelheid waarmee deze bereikt wordt is weer bepaald door een relaxatietijd, nl. hier rC. De geheele periode van het proces, dat zich steeds opnieuw herhaalt, is dus de som van twee deelen,

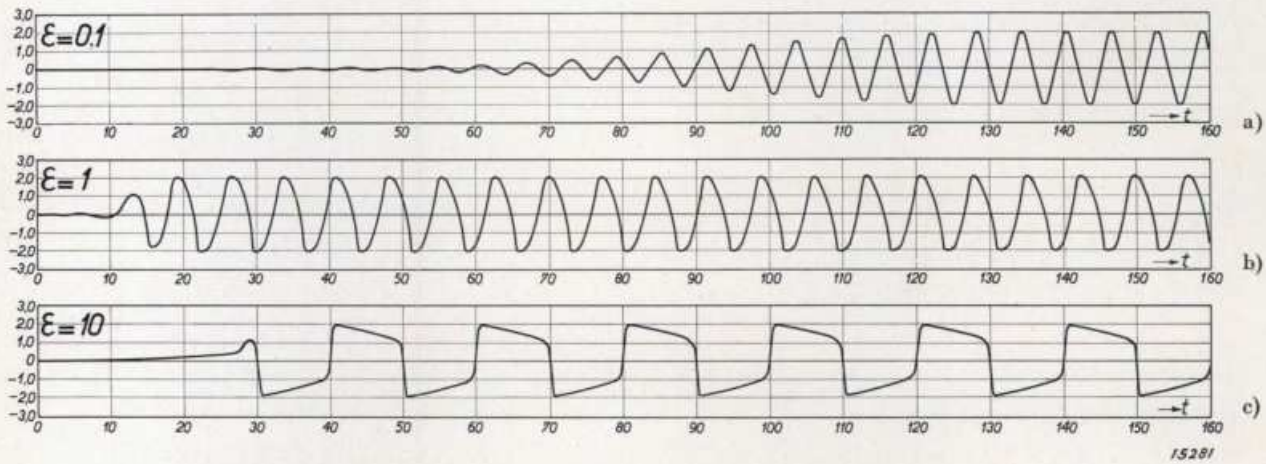


Fig. 7. Grafisch verkregen oplossingen der differentiaalvergelijking (3), voor drie verschillende waarden van de parameter ε.

a) Bij $\varepsilon \ll 1$ is de oplossing een geleidelijk tot de eindamplitude = 2 oploopende sinustrilling.

b) Bij $\varepsilon = 1$ hebben wij een duidelijk vervormde trilling, die de eindamplitude veel sneller bereikt.

c) Bij $\varepsilon \gg 1$ vertoont de oplossing de typische eigenschappen van een relaxatietrilling: men ziet een heen- en weerspringen tusschen twee vaste eindstanden (die zelf niet stabiel zijn, evenmin als de nulstand). Bij nadere analyse blijkt ook de periode evenredig te zijn met een grootheid die de physische beteekenis heeft van een relaxatietijd.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

Digitized by www.freeservicemanuals.info

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

die ieder voor zich evenredig is met een relaxatietijd [7]).

De relaxatietrilling is hier, overeenkomstig met de twee geheel verschillende processen, waaruit zij is samengesteld, door twee om beurten geldige differentiaalvergelijkingen (2a en 2b) voorgesteld.

B. van der Pol heeft het gedrag van de hierboven onder de technische toepassingen reeds vermelde multivibrateur en van andere systemen die relaxatietrillingen uitvoeren wiskundig uit de oplossing van één enkele differentiaalvergelijking kunnen afleiden. Deze kon, na eenige vereenvoudigende transformaties, steeds in de vorm geschreven worden:

$$\frac{d^2x}{dt^2} - \varepsilon\,(1 - x^2)\,\frac{dx}{dt} + x = 0 \quad \ldots(3)$$

Van de differentiaalvergelijking (1) voor harmonische trillingen onderscheidt (3) zich door het niet-lineaire „dempings"-lid, met de coëfficiënt ε. De vorm van de (langs grafische weg verkregen) oplossing van (3) is nu in hooge mate afhankelijk van de grootte van ε, vergl. *fig. 7a, b, c.* Bij $\varepsilon << 1$, bijv. $\varepsilon = 0{,}1$ (fig. 7a), krijgt men een nagenoeg sinusvormige trilling, van geleidelijk toenemende amplitude. Bij $\varepsilon = 1$ (fig. 7b) is de sinusfunctie duidelijk vervormd; de eindamplitude wordt veel vlugger bereikt. Bij $\varepsilon >> 1$, bijv. $\varepsilon = 10$ (fig. 7c), echter is het resultaat een trilling, die in de essentieele eigenschappen overeenstemt met hetgeen wij, bijv. in fig. 2, als „relaxatietrilling" gekenmerkt hebben. Wij hebben een door twee vaste (van het energieverbruik onafhankelijke!) eindstanden bepaalde amplitude, verder de typische sprongen (een onstabiel-worden); ook is de periode (numeriek $\sim \varepsilon$), zooals men aantoonen kan, hier door een grootheid vastgelegd, die in wezen een relaxatietijd is. De symmetrische gedaante van de functie fig. 7c, ten opzichte van de abscis, is alleen door de eenvoudige vorm van het dempingslid verkregen: voegen we daar nog een „asymmetrische" term aan toe, zoodat het dempingslid de vorm

$$\varepsilon\,(1 - \beta x - x^2)\,\frac{dx}{dt}$$

krijgt, dan neemt ook de oplossing een asymmetrische, nog meer aan fig. 2 herinnerende, vorm aan.

Deze verregaande overeenstemming tusschen het gedrag van wat wij in het algemeen als een relaxatietrilling hebben beschreven en de eigenschappen van de oplossing van (3) met $\varepsilon >> 1$ laat het niet ongerechtvaardigd voorkomen, de vergelijking (3) als de representante van het verschijnsel „relaxatietrilling" op te vatten. Men kan uit haar de essentieele eigenschappen van relaxatiesystemen aflezen en voorspellen. Doch men zal voorzichtig moeten zijn met het trekken van diepergaande conclusies. Voor die gevallen, waarvoor de differentiaalvergelijking (3) physisch was afgeleid (multivibrateur, enz.), laat zij bijv. zien, dat een continue overgang naar sinusvormige trillingen mogelijk is; deze is daar dan ook experimenteel verwezenlijkt. Echter is voor het gedrag bijv. van de intermitteerende ontlading in dit opzicht uit de vergelijking (3) geen directe conclusie mogelijk.

Bewerkt door S. GRADSTEIN.

---

[7]) Men kan gemakkelijk berekenen, dat de laadtijd is

$$T_1 = RC \cdot \ln \frac{E - V_2}{E - V_1}$$

en de ontlaadtijd

$$T_2 = r\,C \cdot \ln \frac{V_1}{V_2}$$

De geheele periode is $T = T_1 + T_2$.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

OPTISCHE MODELLEN TER BESTUDEERING VAN DE ACOUSTIEK VAN TOONEELZALEN

door R. VERMEULEN en J. DE BOER.

Samenvatting. Voor een tooneelzaal, waar het in de eerste plaats aankomt op een goede verstaanbaarheid van het gesproken woord, wordt een korte nagalmtijd geeischt, zonder dat echter hierdoor de „nuttige geluidsintensiteit" te zeer mag dalen. De verdeeling van de nuttige geluidsintensiteit is hier met behulp van optische modelproeven nagegaan, waarbij de geluidsbron vervangen is door een lampje, en de zaalwanden in een ruimtelijk model nagebootst zijn als wanden met een passende reflectiecoëfficient. Deze methode is toegepast bij het ontwerp voor de verbouwing van de tooneelzaal in het Philips Ontspanningsgebouw te Eindhoven.

De beoordeeling van de acoustiek van een zaal tijdens een concert of tooneeluitvoering vereischt geen bijzondere kennis of hulpmiddelen. Integendeel, maatgevend is hier alleen het oordeel van de leek, nl. van het publiek waarvoor de voorstelling gegeven wordt. Wanneer dit niet tevreden is, wordt het echter de taak van de deskundige om de oorzaak daarvan op te sporen. Ook moet hij in staat zijn een oordeel te geven over de te verwachten acoustische eigenschappen van een zaal, vóórdat deze gebouwd is, dus aan de hand van het ontwerp. In beide gevallen zal hij gebruik maken van metingen aan en ervaringen met bestaande zalen, en daaruit door berekeningen en constructies tot zijn conclusies komen. Daarnaast bestaat de mogelijkheid om aan verkleinde modellen van de zaal het gedrag van de geluidsgolven na te gaan. We zullen hier een nieuwe methode van modelproeven beschrijven, die wij in het Philips laboratorium toegepast hebben o.a. naar aanleiding van de verbouwing van de tooneelzaal van het Philips Ontspanningsgebouw te Eindhoven.

De acoustische eigenschappen van een zaal

Het acoustische karakter van een zaal wordt vrijwel geheel bepaald door de reflectie van de geluidsgolven aan de wanden. Het geluid dat door het publiek wordt waargenomen kan verdeeld worden in verschillende groepen:

1) het „directe" geluid, d.i. het geluid, dat het publiek bereikt zonder door een der wanden gereflecteerd te zijn;
2) het „nuttige" geluid, d.i. behalve het directe geluid, alle geluid, dat binnen $^1/_{15}$ sec na de ontvangst van het directe geluid het oor treft. Het nuttige geluid wordt zoo genoemd, omdat gebleken is, dat al dit geluid nog tot de verstaanbaarheid van het gesproken woord bijdraagt, en practisch van het directe geluid niet onderscheiden kan worden;
3) de „nagalm", waaronder, zooals algemeen bekend is, verstaan wordt het naklinken van het geluid na het zwijgen van de geluidsbron. Deze omvat dus het „nuttige" geluid èn alle geluid dat na $^1/_{15}$ sec nog hoorbaar is;
4) volledigheidshalve wordt hier nog genoemd de „echo". Deze ontstaat indien tengevolge van de bijzondere vorm van een deel der zaalwanden een gereflecteerde geluidsgolf zich door grootere sterkte onderscheidt van de nagalm en afzonderlijk wordt waargenomen.

De nagalmtijd wordt gedefinieerd als de tijd waarin de geluidsintensiteit in de met geluid gevulde ruimte, na afschakelen van de geluidsbron, tot op het millioenste deel van de oorspronkelijke intensiteit afneemt. Voor muziekuitvoeringen is gebleken, dat er een bepaalde gunstigste waarde van de nagalmtijd bestaat, waarbij muziek het beste tot haar recht komt. Voor het gesproken woord worden ook bepaalde waarden van de nagalmtijd als de beste aangegeven, waarbij dus de beste verstaanbaarheid wordt bereikt. Dat er ook hier een optimum bestaat, komt omdat het nuttige geluid een deel van de nagalm vormt en dus bij te korte nagalmtijd het nuttige geluid te zwak wordt; wordt de nagalmtijd echter te groot dan zullen de op elkaar volgende klanken (lettergrepen) elkaar overlappen, waardoor de verstaanbaarheid weer afneemt.

Het ideaal voor een tooneelzaal zou zijn, indien

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

alle geluid, dat door de bron wordt uitgestraald, ook als nuttig geluid de toehoorder bereikte. Behalve voor het geval, dat men de spreker op een bepaalde plaats door een reflector kan omgeven, is dit ideaal zelfs niet te benaderen. Steeds wordt er veel geluid „gemorst", dat het publiek eerst na vele reflecties, dus na lange tijd, bereikt en als nagalm alleen maar schadelijk is voor de verstaanbaarheid. Ook als gebleken is, dat in een zaal de nuttige geluidsintensiteit een voldoende waarde bezit, blijft het daarom steeds nog noodig, om door aanbrenging van dempende stoffen de nagalmtijd binnen redelijke perken te houden.

Optische modelproeven

De zaal in het Philips Ontspanningsgebouw was speciaal voor tooneeluitvoeringen bestemd, dit was dus een geval waar het vooral op een voldoende intensiteit van het „nuttige" geluid aankwam. Bij de verbouwing van de zaal was het gewenscht, een overzicht over grootte en verdeeling van de nuttige geluidsintensiteit in de oude zaal en het nieuwe zaalontwerp te krijgen. Voor dit doel zijn modelproeven genomen, waarbij de geluidsbron vervangen is door een lichtbron, en waar de verkregen lichtintensiteit ter plaatse van de toehoorders direct waargenomen wordt.

Het model van de zaal wordt gemaakt van aluminiumplaat (zie *fig. 1a en b*); als „geluidsbron" wordt een klein lampje gebruikt, dat op verschillende plaatsen kan worden aangebracht. De reflectiecoëfficiënt van de aluminiumwanden (voor licht) bedraagt ongeveer 50 %, zoodat na 3 reflecties een lichtstraal al op ca. 10 % verzwakt is en derhalve niet meer veel tot de geheele intensiteit zou bijdragen. De intensiteit op iedere plaats in het model is dus bepaald door de samenwerking van slechts enkele gereflecteerde stralen, d.w.z. de verkregen lichtintensiteit geeft inderdaad een maatstaf voor

Fig. 1. Modellen voor het onderzoek van de „nuttige" geluidsintensiteit in een zaal. De geluidsbron is voorgesteld door een klein lampje (zie beneden op de foto's). De wanden van het model zijn van aluminium, waarvan de reflectiecoëfficiënt (voor licht) ongeveer 50% bedraagt, zoodat overeenkomstig met de definitie van de „nuttige" intensiteit een straal slechts na enkele reflecties nog bijdragen kan tot de verlichting van de matglazen plaat ter plaatse van het publiek (in de figuren is deze plaat weggenomen; in fig. 1b ziet men echter in de bovenste helft nog de matglazen plaat, die het balcon voorstelt). Geluid-absorbeerende vlakken in de zaal zijn in het model zwart gemaakt, bijv. fig. 1b op de rechter wand. De helderheid op de matglazen plaat (zie fig. 4, 8, 11) levert de verdeeling van de nuttige geluidsintensiteit.
a) Model van de zaal in het Philips Ontspanningsgebouw vóór de verbouwing.
b) Model van dezelfde zaal volgens het, later ook uitgevoerde, verbouwings-ontwerp van Prof. W i t z m a n n (Weenen).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

de „nuttige" geluidsintensiteit. Op de plaats waar het publiek zou moeten zitten, is in het model een weinig reflecteerende matglazen plaat aangebracht.[1]) De helderheid van deze plaat, die wij van buiten af kunnen waarnemen en fotografeeren, levert een beeld van de verdeeling van de geluidssterkte daar ter plaatse.

In hoeverre is nu onze veronderstelling van een analogie tusschen geluidsgolven en lichtgolven juist? Uit onze ervaring weten wij allen, dat geluidsgolven zich over het algemeen geheel anders gedragen dan de lichtgolven. Licht plant zich rechtlijnig voort, wordt spiegelend gereflecteerd en vormt scherpbegrensde schaduwen. Voor het geluid is, oppervlakkig gehoord, dit alles niet waar. Geluid buigt om hoeken heen, vormt geen scherp begrensde schaduwen en van spiegelende reflecties bemerkt men ook meestal niet veel (behalve in het geval van een echo). Dit verschillende gedrag wordt veroorzaakt door het verschil in golflengte: zichtbaar licht bestaat uit (aether-) golven met een golflengte van 0,4 tot 0,76 micron, terwijl hoorbaar geluid bestaat uit luchtgolven met een golflengte van 6 m tot 6 cm, dus 10^5 à 10^7 maal langer. Golven die een obstakel treffen zullen zich gelijk gedragen, indien de afmetingen van het obstakel ten opzichte van de golflengte dezelfde zijn. Zoo zullen dus geluidsgolven op geheel dezelfde wijze als licht door een vlak spiegelend gereflecteerd worden, indien de afmetingen van het vlak groot zijn vergeleken bij de golflengte. Echter zullen in absolute maat de oneffenheden van het oppervlak, waarbij wij nog spiegelende reflectie van geluid verkrijgen, veel grooter mogen zijn dan voor licht. Vandaar dat we voor het licht een „spiegelglad" oppervlak moeten gebruiken, terwijl het geluid ook door een tamelijk ruwe gepleisterde wand nog spiegelend gereflecteerd wordt. We kunnen dus aannemen, dat het geluid in de zaal evenzoo gereflecteerd wordt als het licht in ons model. Dit geldt weliswaar niet voor geluiden van lage frequentie, omdat er in de zaal vele oppervlakken aanwezig zijn waarvan dan niet meer gezegd kan worden dat zij groot zijn ten opzichte van deze groote golflengten. Voor de verstaanbaarheid van het gesproken woord zijn echter juist de hoogere, z.g. karakteristieke frequenties van belang (daarom kan men ook gefluisterde woorden, waar vooral de diepe tonen in ontbreken, haast even goed verstaan als hardop gesproken). Deze frequenties liggen ongeveer bij 1000 per/sec, waarvoor de golflengte 30 cm bedraagt. Voor deze, voor spraak het meest belangrijke frequenties is dus het optische model zeker toe te passen.

[1]) Voor toehoorders worden absorptiecoëfficiënten opgegeven van 0,90—0,95.

Toepassing van de methode

In de eerste plaats is een model gemaakt van de zaal, zooals deze was vóór de verbouwing (*fig. 1a, 2 en 3*). De lengte van de zaal bedroeg 34 m, de breedte 16 m en de grootste hoogte 9 m. De achterwand was in een vroeger stadium geheel bekleed met acousti-celotex, om echo's te vermijden. De vloer van de zaal liep een weinig op. Het dak rustte op spanten van vakwerk, bekleed met platen, en had een trapsgewijze constructie, waarvan de verticale deelen uit glas bestonden, tijdens voorstellingen echter afgesloten door rolgordijnen. De vakwerkspanten waren door de bekleeding geheel gesloten en vormden dus dwarse wanden, van 1,80 m hoogte.

Wanneer de lichtverdeeling op de matglazen plaat van het model nader beschouwd wordt (*fig. 4*), dan valt in de eerste plaats de lichtkrans vlak bij het tooneel op. Dit is „direct geluid". Doch het meest opmerkelijke is, dat de intensiteit hiervan zoo snel afneemt, veel sneller dan uit de kwadratische afname van de intensiteit bij een

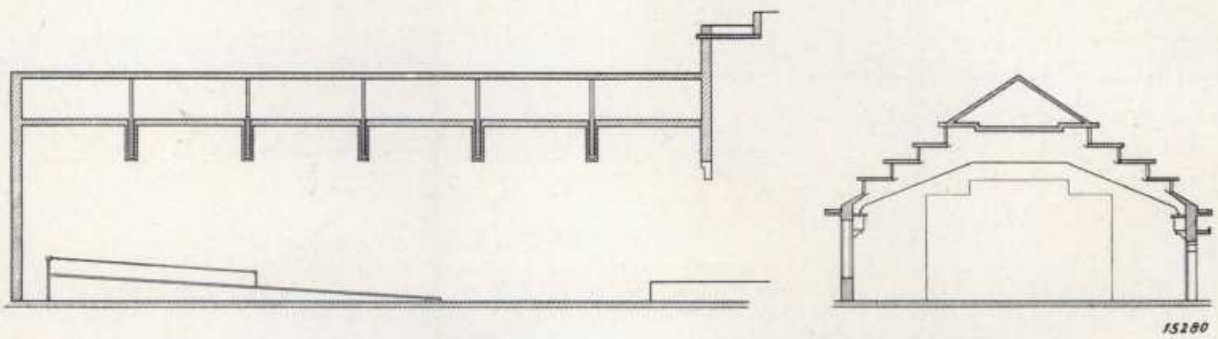


Fig. 2. Lengte- en dwarsdoorsnede van de zaal van het Ontspanningsgebouw vóór de verbouwing. De zaal was zeer laag in verhouding tot de lengte. Men lette op de dwarse wanden in het plafond, die gevormd worden door de vakwerkspanten.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Fig. 3. Zaal van het Ontspanningsgebouw vóór de verbouwing.

puntvormige lichtbron zou volgen. Daar staat tegenover, dat de reflectie van het plafond, welke voorin als een trapeziumvormige lichtvlek te zien is, een merkwaardig groote intensiteit bezit, veel grooter dan het directe geluid, alhoewel de afstand tot de geluidsbron via de gereflecteerde straal vele malen grooter is en er bij de reflectie ook nog absorptie plaats vindt.

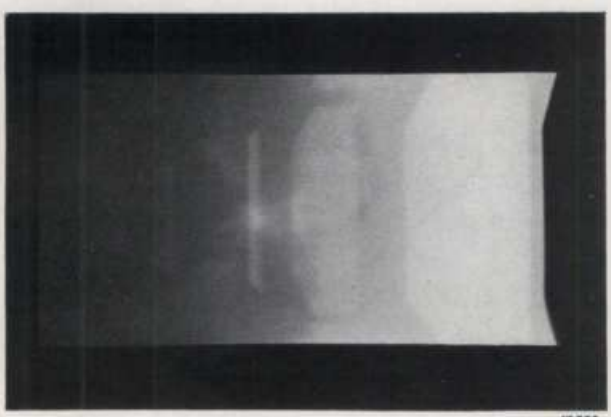


Fig. 4. Foto van de matglazen plaat in het model van de oude zaal (fig. 1a). De tooneel-opening ligt rechts. Men ziet de snelle afname van de verlichting naar links: achter in de zaal was de nuttige geluidsintensiteit veel te klein. De lichte trapeziumvormige plek in de nabijheid van het tooneel komt door de reflectie van het voorste gedeelte van het plafond(zie tekst), welke niet door de dwarswanden belemmerd wordt.

Toch is dit verschijnsel gemakkelijk te verklaren. De helderheid van het matglas wordt toch bepaald door de hoeveelheid licht die het per eenheid van oppervlak treft. De bron straalt naar alle zijden evenveel licht uit, zoodat de helderheid gegeven wordt door de ruimtehoek waaronder de oppervlakte-eenheid vanuit de bron wordt gezien. Daar de hoogte van de bron boven het publiek gering is en de vloer slechts weinig oploopt, neemt deze ruimtehoek zeer snel af (*fig.* 5). Daarentegen is

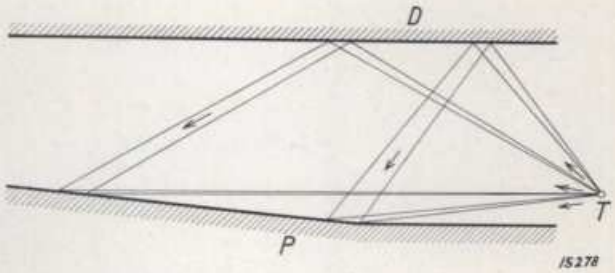


Fig. 5. Invloed van de plafondreflectie. In het normale geval van een slechts weinig oploopende vloer van de zaal (plaats van het publiek P) neemt de openingshoek, waaronder het publiek gezien wordt vanaf de geluidsbron T, naar achter in de zaal sterk af, de betreffende openingshoek vanaf het, aan het plafond D gespiegelde beeld van de bron daarentegen veel minder: De plafondreflectie draagt m e e r tot de geluidsintensiteit bij dan het directe geluid.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

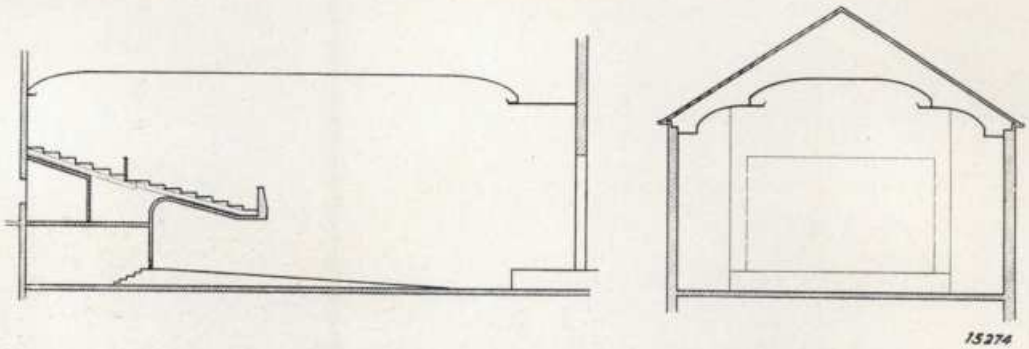


Fig. 6. Lengte- en dwarsdoorsnede van de zaal van het Ontspanningsgebouw volgens het verbouwings-ontwerp van Prof. Witzmann. De zaal is korter en hooger gemaakt (vgl. fig. 2), er is een balcon bijgekomen, waardoor het aantal plaatsen hetzelfde blijft als in de oude zaal.

de ruimtehoek waaronder de oppervlakte-eenheid gezien wordt vanuit het spiegelbeeld van de bron veel grooter ondanks de grootere afstand. Dit verklaart dat het publiek van de gereflecteerde straal veel meer energie ontvangt dan van de directe straal [2]).

De spanten in de zaal maken nu dat de meer naar achteren gelegen deelen van de zaal niet meer door een reflectie van het plafond bereikt kunnen worden, zoodat daar alleen het zwakke directe geluid beschikbaar is. De achterwand van de zaal reflecteert het geluid niet op het publiek, doch ook

[2]) Men zou hiertegen kunnen inbrengen, dat de geluidsontvanger in de zaal (het hoofd van de toehoorder) verticaal staat, en zijn ruimtehoek vanaf het tooneel niet vergeleken mag worden met een in de schuine vloer liggend ontvangvlak van dezelfde grootte. Zoo zou men concludeeren, dat het van het plafond gereflecteerde geluid nooit sterker dan het directe geluid kan zijn. Toch zou deze opvatting niet juist zijn. Het gestoelte en het publiek hebben, vooral loodrecht op de richting van het directe geluid geprojecteerd, detailafmetingen van de orde van grootte der geluidsgolven en werken derhalve als één absorbeerend vlak; of anders uitgedrukt: de stoelen, of de hoofden van de toehoorders schermen het geluid door het buigingseffect af, ook al kan men optisch over de elementen van dit buigings-„rooster" heenkijken. Vgl. v. Békésy, Z. techn. Phys. **14**, 6, 1933, en Brillouin, Rev. acoust. **4**, 113, 1935.

Fig. 7. Zaal van het Ontspanningsgebouw nà de verbouwing, gezien vanaf het balcon.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

Digitized by www.freeservicemanuals.info

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

tegen het plafond, of liever gezegd tegen de spanten, zoodat ook dit geluid verloren gaat en eerst na vele reflecties als nagalm gehoord wordt. Daarom was het in dit geval juist, om de achterwand absorbeerend te maken.

Dit model demonstreert op overtuigende wijze, dat men over het algemeen het meeste geluid van het plafond ontvangt, wanneer dit tenminste gunstig gevormd is. Dit wordt ook bevestigd door het feit dat in een openluchttheater de spraak veel zachter klinkt. Als remedie worden dan de banken sterk oploopend geplaatst in een amphitheater, en het is duidelijk dat ook hierdoor de besproken openingshoeken belangrijk grooter worden.

Het tweede model is dat van dezelfde zaal na de aangebrachte wijziging, naar plannen van Prof. Witzmann (Weenen) (*fig. 1b, 6 en 7*). Het geheele dak is omhooggebracht, en onder de spanten het plafond gemaakt. Verder is de benedenzaal ingekort en een balcon gebouwd dat verder naar achter doorloopt dan de benedenzaal. De afmetingen zijn nu: breedte 16 m, hoogte 11 m, lengte van de benedenzaal 22 m, lengte met balcon 28 m. Het aantal plaatsen is vrijwel gelijk gebleven. In het model is onmiddellijk de betere geluidsverdeeling te zien (*fig. 8*). Het voorste deel van de zaal ontvangt weer in hoofdzaak direct geluid, doch

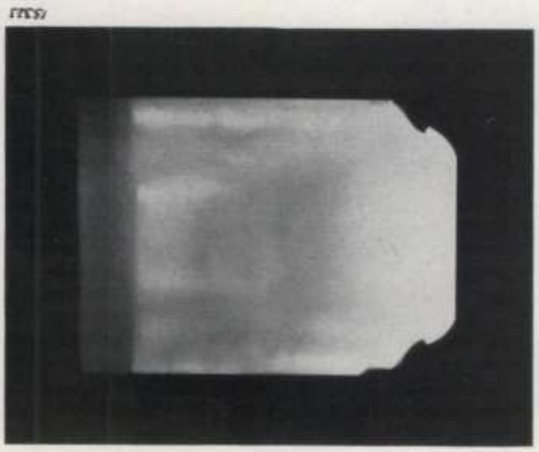


Fig. 8. Foto van de matglazen plaat in het model van de nieuwe zaal (fig. 1b). De tooneel-opening ligt weer rechts. De verdeeling van de verlichting (nuttige geluidsintensiteit) is veel gelijkmatiger dan in fig. 4. Het achterste gedeelte van de benedenzaal (links) is nog wat donker (zie tekst en fig. 11).

halverwege de zaal komt de dakreflectie te hulp, welke ook op het balcon nog voor een voldoende intensiteit zorgt. De ruimte onder het balcon mist natuurlijk deze reflectie en is dan ook belangrijk donkerder. Hoe deze toch nog verbeterd kan worden, volgt later.

De zijwanden zijn bekleed, wat in het model niet is weergegeven. Uit het model en uit proeven met de „rimpelbak" [3]) (*fig. 9*) was nl. gebleken, dat het op de wanden gevallen geluid geen groote kans

15324

Fig. 9. Opname van de golfjes in een „rimpelbak"-model van de dwarsdoorsnede van de nieuwe zaal. Hieraan werd de invloed van de reflectie door de zijwanden bestudeerd. Men ziet, dat de golven in hoofdzaak tusschen de wanden heen en weer worden gekaatst, zoodat zij niet veel tot de nuttige geluidsintensiteit, doch slechts tot de nagalm bijdragen.

heeft om als nuttig geluid tot het publiek te komen: het draagt door herhaalde reflecties tusschen de wanden voornamelijk bij tot de nagalm. De zijwanden waren dus de juiste plaats om de bekleeding aan te brengen, die voor het verkrijgen van de gewenschte korte nagalmtijd noodig was (hiervoor is nl. een zekere absorptie door de zaalwanden noodig).

Op deze wijze is zooveel mogelijk voldaan aan de eisch dat het geluid direct, of na één of twee reflecties (zooveel mogelijk onder een groote hoek) de toehoorders treft en daar geabsorbeerd wordt. Het overige geluid behoort geabsorbeerd te worden in die mate dat de zaal een niet al te kleine nagalmtijd krijgt. Dan kan men de zaal ook voor muziekuitvoeringen gebruiken, waarvoor immers het geluid meer „gemengd" moet zijn, d.w.z. dat het geluid ook na meerdere reflecties nog met voldoende sterkte het publiek treft.

Op de ruimte onder het balcon zou nog nader teruggekomen worden. Toen uit het beschreven model gebleken was, dat de intensiteit hier te gering zou zijn, is nog in de rimpelbak deze ruimte nader bestudeerd. Daarbij bleek, dat de achterwand een sterke golf reflecteerde naar de onderkant van

---

[3]) Hierbij wordt een verkleind nagebootste doorsnede van de zaal met water gevuld, en de loop van in dit water opgewekte golfjes onderzocht.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

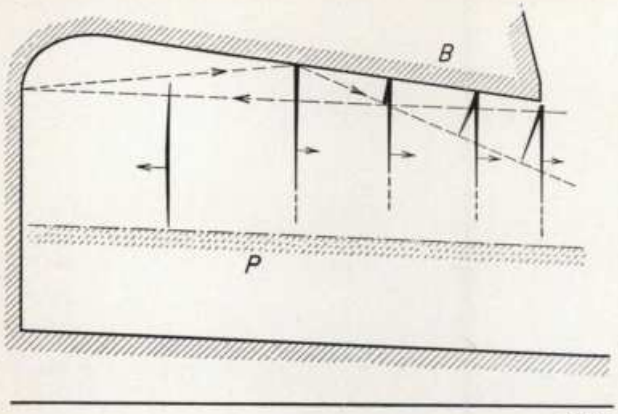


Fig. 10a. Loop van een geluidsgolf, die het onder het balcon B gelegen gedeelte van de benedenzaal binnentreedt en aan de verticale achterwand wordt gereflecteerd. De golf wordt door de daarop volgende reflectie aan de onderzijde van het balcon als het ware opgevouwen en verlaat de ruimte weer zonder het publiek P te treffen.

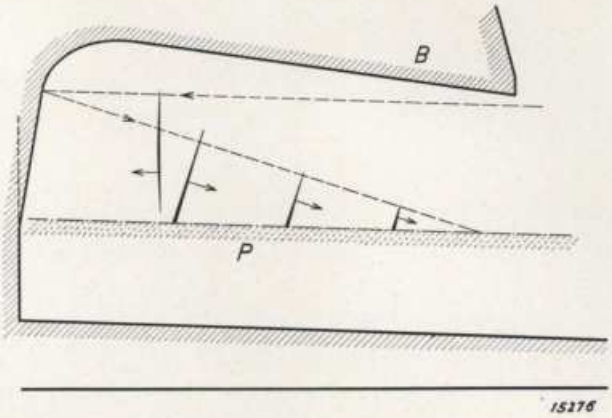


Fig. 10b. Hetzelfde als in fig. 10a, voorgesteld voor een h e l l e n d e in plaats van verticale achterwand. De binnentredende golf wordt nu naar het publiek toe gekaatst.

het balcon, doch dit onder een zoodanig kleine hoek trof, dat het niet naar de onder het balcon liggende rijen gereflecteerd werd (*fig.10a*). De golf werd als het ware opgevouwen, en verliet de ruimte als een sterke golf juist onder de rand van het balcon. De oplossing is zeer eenvoudig: Indien de achterwand voorover hellend wordt geconstrueerd, wordt de golf op het publiek gereflecteerd (*fig.10b*). Men moet hiermede natuurlijk voorzichtig zijn en er voor zorgen dat alleen de achterste rijen bereikt worden, zoodat geen te groote tijdsverschillen ontstaan tusschen het directe geluid en het teruggekaatste (echovorming!). Aan het model is het effect van de schuine achterwand duidelijk waar te nemen (*fig. 11*).

Reeds bij de openingsvoorstellingen op 11, 12 en 13 October 1935 bleek, dat op alle plaatsen de verstaanbaarheid zeer goed was; latere tooneelvoorstellingen hebben bevestigd, dat men nu overal in de zaal, ook onder het balcon, het op het tooneel gesproken woord zonder de minste inspanning kan volgen.

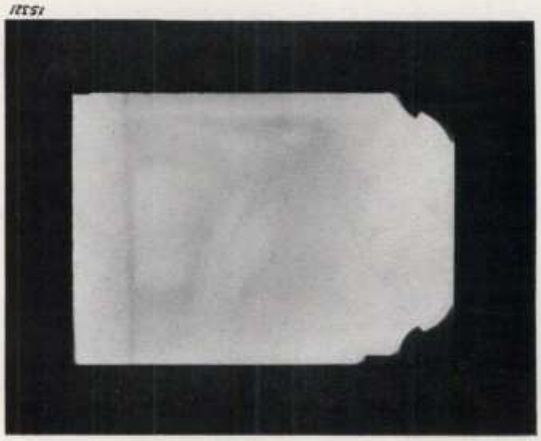


Fig. 11. Foto van de matglazen plaat in het model, zooals in fig. 8, doch met hellende achterwand onder het balcon. Nu ontvangt ook het onder het balcon gelegen gedeelte van de zaal een voldoende intensiteit.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

EEN HOOGFREQUENTIE-OVEN MET LAMPGENERATOR

Samenvatting. Een inductie-oven wordt beschreven, zooals in de smelterij van Philips wordt toegepast voor de verwerking van materiaal van kleine afmetingen. Voor de voeding van de oven wordt een wisselstroom van vrij hooge frequentie vereischt. Deze wordt opgewekt met behulp van een zendlamp, die een nuttig vermogen van 250 kW kan leveren.

Sedert eenige jaren heeft de firma Philips ter ondersteuning van andere bedrijfstakken een eigen smelterij, waarin bijv. een chroomijzerlegeering wordt bereid, die door de eigenschap, vacuumdicht aan glas te kunnen worden gesmolten, in vele apparaten een belangrijke toepassing vindt. In deze smelterij heeft men vaak te maken met de taak, relatief kleine hoeveelheden materiaal te smelten terwijl zeer hooge eischen worden gesteld aan de reproduceerbaarheid der samenstelling. Sommige bestanddeelen der legeeringen leveren in dit opzicht moeilijkheden op door aan de lucht te verbranden, zooals het koolstofgehalte van ijzerlegeeringen, of sterk te verdampen, zooals bijv. aluminium, hetwelk een belangrijk bestanddeel vormt van nieuwe magneetstalen. De lichtboogoven, die oorspronkelijk voor alle smeltingen werd gebruikt, voldoet in dit opzicht niet aan hooge eischen, omdat aan de electroden, die een temperatuur van ca. 4000° C hebben, een sterke verdamping van vluchtige bestanddeelen intreedt. Het werd derhalve noodig, om een nieuwe smeltinstallatie te ontwerpen. De volgende eischen werden gesteld:

1) De kroes moet een vulling van 50 kg ijzer kunnen bevatten, waarbij ook schroot en afvalmateriaal gebruikt kan worden.
2) De vulling moet tijdens de smelting absoluut zuiver blijven. Contact met rookgassen of electroden is derhalve niet wenschelijk.
3) Om de verdamping van vluchtige bestanddeelen klein te houden, moet een verwarming boven de giettemperatuur zooveel mogelijk worden vermeden. Om dezelfde reden mag de smelttijd niet grooter zijn dan 15 minuten.

Deze drie eischen hebben geleid tot de toepassing der inductie-methode. In de inductie-oven wordt de inhoud van de smeltkroes verhit door electrische stroomen, die binnen in het materiaal met behulp van magnetische wisselvelden worden geinduceerd. Zoodoende komt het gesmolten metaal bij dit procédé noch met rookgassen, noch met electroden in aanraking. Bovendien is de vulling van de kroes het warmste gedeelte van de oven, zoodat er geen hoogere temperaturen optreden dan de temperatuur van het gesmolten metaal.

De eerste pogingen tot een practische toepassing der verwarming met inductie-stroomen zijn ongeveer dertig jaren geleden gedaan door de Soc. Schneider-Creuzot en O. Zander (1905). De methode werd in de volgende jaren theoretisch en practisch verder ontwikkeld door Northrup [1]), Ribeaud [2]), Wever en Fischer [3]), Burch en Davis [4]), Strutt [5]) en anderen. Aan het slot van dit artikel zal nog het een en ander gezegd worden over het electrische gebeuren in de inductie-oven. Men vindt in het algemeen, dat het rendement der inductieverhitting toeneemt met de frequentie. Hoe kleiner de stukken zijn van het te smelten materiaal, hoe hooger de benoodigde frequentie wordt. Om schroot van enkele cm diameter nog met een behoorlijk rendement te kunnen smelten, heeft men frequenties noodig van 5000 tot 10000 per/sec.

Met behulp van machines is een stroom van zoo hooge frequentie niet meer gemakkelijk te genereeren. Om deze reden werd als generator een zendinstallatie gebruikt, uitgevoerd met de zendlamp Philips TA 20/250, die een nuttig vermogen van 250 kW kan afgeven (V_{eff} = 14000 V, I_{eff}=18 A). Dit vermogen is meer dan toereikend, om de vulling van de kroes in 15 min te smelten.

---

[1]) Northrup, J. Frankl. Inst. **20**, 240, 1926.

[2]) M. G. Ribeaud, La technique moderne, **19**, Nr. 8-9, 1929.

[3]) F. Wever en W. Fischer, Inst. f. Eisenforsch. **8**, 149, 1926.

[4]) C. K. Burch en N. R. Davis, Arch. f. El. **20**, 211, 1928.

[5]) M. J. O. Strutt, Ann. d. Phys. **82**, 605, 1927; Arch. f. El. **19**, 424, 1928.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Digitized by www.freeservicemanuals.info

Beschrijving van de inductie-oven

De smeltcapaciteit der installatie is bepaald op 200 kg staal per uur; de hiertoe benoodigde energie van het net is ca 250 kW. De installatie kan als maximum ca. 300 kW opnemen en is dus ruim uitgevoerd. De kroes heeft een inhoud van 12,5 liter (20 cm diameter bij 40 cm hoogte), hetgeen rekening houdende met een vulfactor van 0,5 van het te smelten materiaal een vulling van 50 kg staal toelaat. Vult men tijdens het smelten bij, dan kan de ovencharge tot ca. 100 kg worden opgevoerd. Aangezien de tijd, noodig voor het afslakken en gieten ongeveer even groot wordt als de zuivere smelttijd, zijn er twee ovens om beurten op de generator aangesloten. Zoodoende is de electrische installatie steeds in bedrijf.

De ovens zijn zoo klein en handelbaar, dat het mogelijk is zonder een gietpan te werken. De ovenінhoud wordt direct in de eronder opgestelde vormen of coquilles gegoten. Intusschen wordt de andere oven op temperatuur gebracht en afgeslakt. Zoodoende werkt het bedrijf continu, terwijl bij grootere ovencharges het gesmolten metaal na een langere wachttijd voor het opwarmen via een of meerdere tusschenpannen over de verschillende vormen verdeeld moet worden, hetgeen snel moet gebeuren, omdat anders het vloeibare metaal aan het begin van het gietproces te warm is of aan het eind te koud.

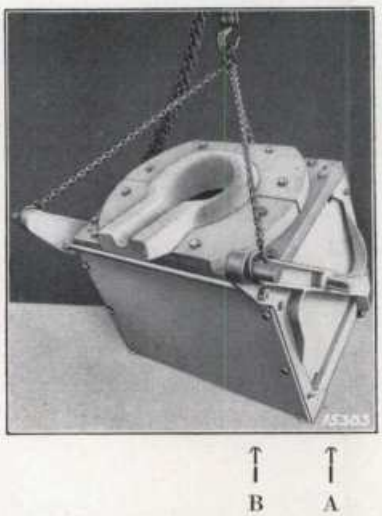


Fig. 1. Inductie-oven. Aan de rechter zijwand herkent men de asbouten A en B, waarin de oven wordt opgehangen. In A hangt de oven tijdens het opwarmen, in B tijdens het gietproces.

Fig. 1 is een buitenaanzicht van de oven, *fig. 2* toont de oven met afgenomen zijwanden. Grond- en bovenplaat van de oven zijn van een isoleerende stof en zijn door messing-hoekijzers met elkaar verbonden. Deze platen dragen de vuurvaste kroes, welke omgeven is door een inductiespoel. Tusschen de kroes en de spoel bevindt zich een warmte-isoleerende mantel van steen en asbest. De spoel heeft een zelfinductie van 0,125 mH. Zij heeft 20 windingen met een rechthoekige doorsnede van 12,5 bij 25 mm, bestaande uit een koperen buis, die inwendig door koelwater wordt doorstroomd.

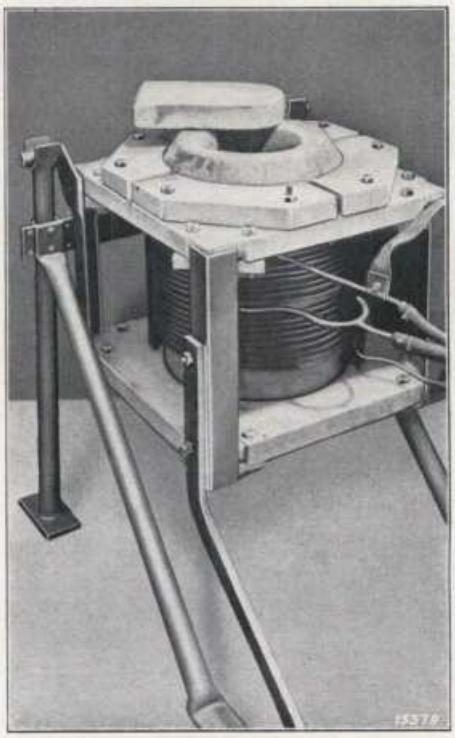


Fig. 2. Inductieoven met afgenomen zijwanden.

Diameter en lengte van de spoel zijn 40 cm. Alle metaaldeelen in de constructie van de oven worden dusdanig tegen elkaar geïsoleerd, dat er geen gesloten stroomkringen ontstaan, waarin sterke wervelstroomen opgewekt zouden worden. Zoodoende worden de messingdeelen maar handwarm. IJzer, waarin de wervelstroomenverliezen veel grooter zijn, zou roodgloeiend worden.

Fig. 3 geeft een overzicht van de geheele installatie. De oven links wordt op temperatuur gebracht, terwijl de oven rechts wordt leeggegoten. Tijdens de verwarming is de oven in twee asbouten opgehangen (een daarvan is ook in fig. 1 zichtbaar), die een weinig boven het zwaartepunt van de oven zijn bevestigd; zoodoende kan de oven zonder moeite gedraaid worden. Bij het gieten draait men de oven door trekken van een kabel. Hierdoor loopt de schenktuit langs een cirkelvormige baan naar voren en beneden, totdat twee andere asbouten

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Digitized by www.freeservicemanuals.info

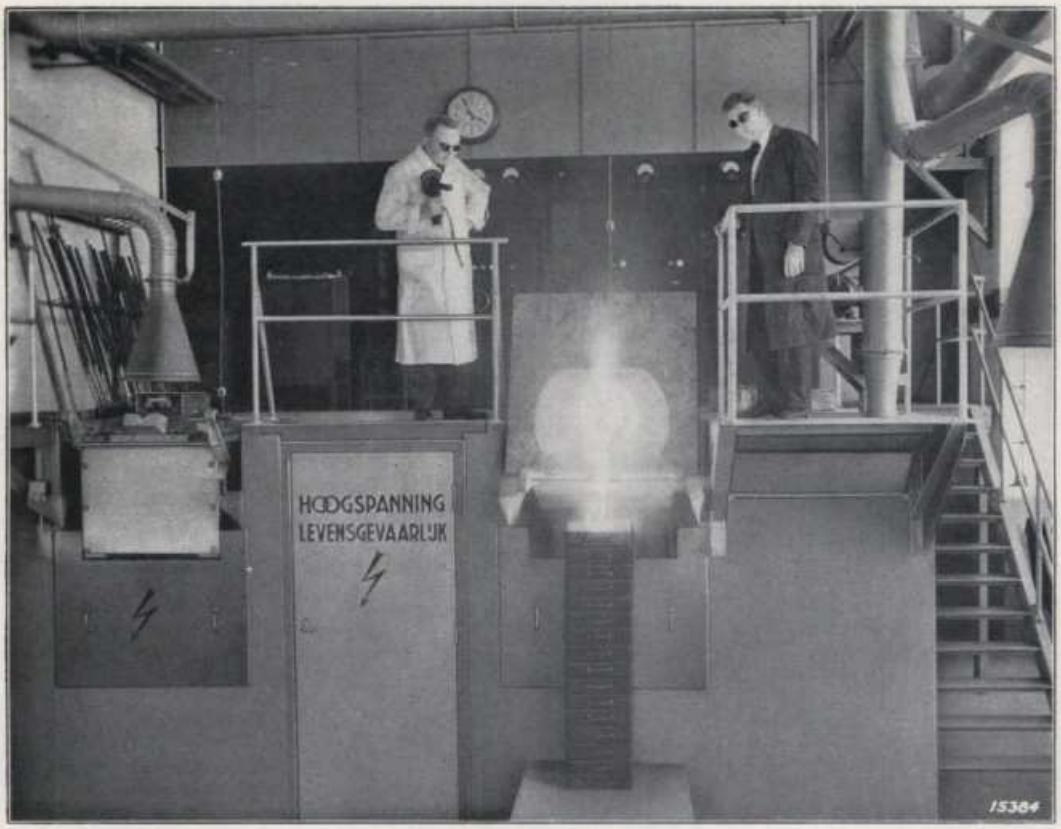


Fig. 3. Overzicht van de installatie. Achter de ovens het schakelbord van de electrische installatie, die de ovens om beurten opwarmt. De deur, waarop het woord „Hoogspanning" is aangebracht, is de ingang van de transformatorruimte.

(eveneens in fig. 1 zichtbaar) in de bijbehoorende tappen terechtkomen. Bij verder trekken van de hijschkabel draait de oven om het tweede paar asbouten, wier verbindingslij n door de schenktuit van de oven loopt. Zoodoende blijft het uittreepunt van de gietstraal altijd op zijn plaats en de vorm behoeft tijdens het gieten niet verschoven te worden.

De electrische installatie

In *fig. 4* is een principeschema van de electrische installatie aangegeven. De wisselspanning van de lampgenerator wordt door een luchttransformator vanaf 12500 V_{eff} verlaagd tot 5000 V_{eff}. Aan de secundaire wikkeling van de transformator is parallel met de ovenspoel een condensator C verbonden, zoodat er een trillingsketen ontstaat, waarin de wattlooze stroom van de ovenspoel loopt. Zelfinductie en weerstand van de ovenspoel zijn schematisch weergegeven door L en R. De warmtedissipatie in de weerstand R is in werkelijkheid samengesteld uit de warmteontwikkeling in de vulling, de verliezen in de Ohmsche weerstand van de spoel en de diëlectrische verliezen van de condensator. Als oscillatorkring van de lampgenerator dient de uit de condensator C en de ovenspoel L gevormde trillingsketen zelf, zoodat de wisselstroom steeds de eigenfrequentie van de L-C-kring heeft. Bij deze frequentie is de generator met een zuivere

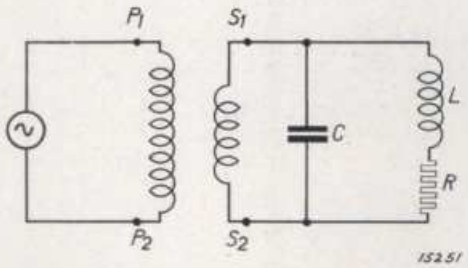


Fig. 4. Principeschema van de installatie.

weerstand belast, zoodat er geen wattlooze stroomen opgewekt behoeven te worden. De weerstand kan veranderd worden door variatie van de capaciteit[6]). Van deze mogelijkheid kan men gebruik maken om de belastingsweerstand tijdens de smelting constant te houden daar deze afhangt van de aard en de temperatuur der vulling.

---

[6]) Hierbij verandert natuurlijk ook de frequentie van de wisselstroom.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Hierin ligt een belangrijk voordeel van de zendlamp ten opzichte van een machinegenerator. Om uit een generator het volle vermogen te putten moet namelijk de belastingweerstand een heel bepaalde waarde hebben. Bij een machinegenerator is het echter zeer moeilijk de belastingweerstand te beinvloeden, omdat de frequentie in het algemeen vast ligt. Men zou dus tegelijk met de capaciteit C ook de zelfinductie L moeten varieeren, om de eigenfrequentie

$$f = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$$

van de trillingsketen constant te kunnen houden en in overeenstemming met de frequentie van de machine.

In fig. 3 ziet men het schakelbord van de zendinstallatie op de achtergrond. Door de met „Hoogspanning" beschreven deur komt men naar de transformator en de condensatorbatterij. *Fig. 5* geeft een blik in de transformatorruimte, van de deur uit gezien. In *fig. 6* ziet men een helft van de condensatorbatterij. De batterij bestaat uit 72 afzonderlijke condensatoren, elk van 0,083 µF.

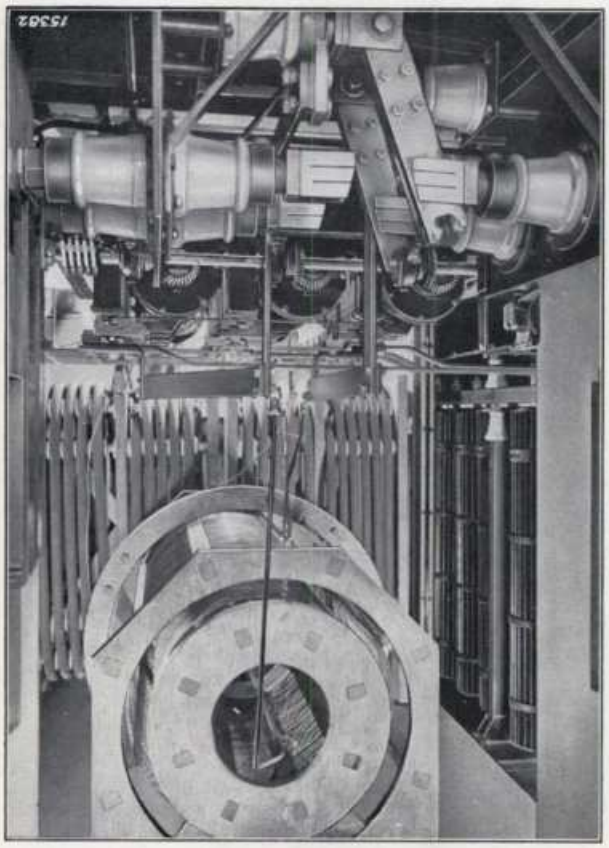


Fig. 5. Transformator van de hoogfrequentie-oven. Primaire wikkeling (buiten) 12500 Volt. Secundaire wikkeling 5000 Volt. Aan de rechter zijwand van de ruimte ziet men een deel van de condensatorbatterij.

Met behulp van een schakelwals kunnen deze condensatoren op verschillende wijze met elkaar worden verbonden. In de 4 standen van de schakelwals heeft de totale capaciteit de waarden: 0,75 µF; 1,5 µF; 4,5 µF; 6 µF.

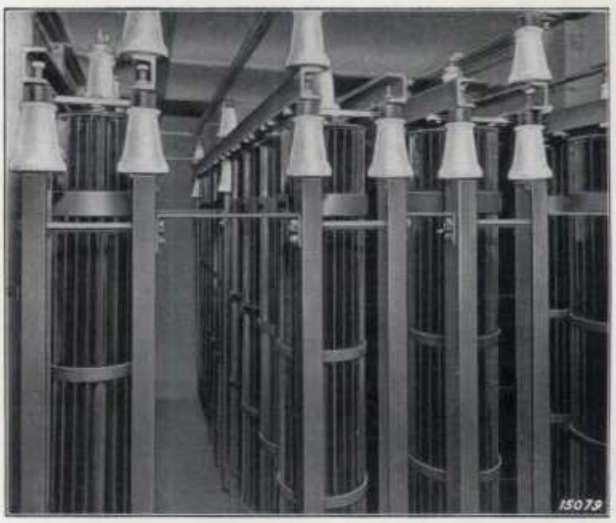


Fig. 6. Helft van de condensatorbatterij. De 72 condensatoren (ieder 0,083 µF) zijn in 8 kolommen gerangschikt.

De verlieshoek van de hier gebruikte condensatoren is gegeven door $tg\ \delta = 0{,}007$ en veroorzaakt tengevolge van de hooge spanning aanzienlijke diëlectrische verliezen. De verliezen N van een condensator zijn gegeven door:

$$N = \omega C \cdot V_{eff}^2\, tg\ \delta = \sqrt{\frac{C}{L}}\, V_{eff}^2\, tg\ \delta$$

Met de getallen: $V_{eff} = 5000$ V; $C = 6$ µF; $L = 0{,}09$ mH, verkrijgt men als maximale waarde:

$$N = 45 \text{ kW}$$

In tabel I zijn de belangrijkste gegevens van de hoogfrequentie-oven samengesteld.

Tabel I. Bedrijfsgegevens van de inductie-oven.

Capaciteit van de condensator C	Frequentie van de wisselstroom
0,75 µF	16300 tot 18000 per/sec.
1,5 „	11600 tot 12800 „
4,5 „	6700 tot 7400 „
6,0 „	5800 tot 6400 „

Zelfinductie van de ovenspoel: 0,09—0,125 mH. (hangt van de vulling af).

Spanning op de ovenspoel:	5000 V_{eff}
Schijnbaar vermogen:	max. 6400 kVA
Nuttig vermogen totaal:	max. 200 kW
Nuttig vermogen in de kroes:	max. 130 kW.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

De vereischte opwarmtijd van 15 minuten is voor het smelten van ijzer ruim voldoende. Rekent men met een energieverlies van 30 % voor warmtegeleiding en straling, dan heeft men voor het smelten van 50 kg ijzer ruim 18 kWh noodig. Aangezien aan de smeltkroes bij de gunstigste aanpassing ruim 130 kW worden toegevoerd, zou men in dit geval de inhoud binnen 8,3 min kunnen smelten. De werkelijke smelttijd is natuurlijk iets grooter. Zij bedraagt echter ook bij een ongunstige vulling van de kroes niet meer dan 10 tot 15 min.

Heeft men met metalen van een hoogere soortelijke geleiding te maken, dan wordt uit den aard der zaak een kleiner percentage van het totale nuttig vermogen aan de vulling van de kroes toegevoerd. Desalniettemin heeft men in de oven ook aluminium, koper en zilver kunnen smelten. Dit resultaat schijnt op het eerste gezicht een beetje verrassend, omdat men zou verwachten, dat een vulling van koperspanen in geen geval sterker verwarmd kan worden dan de koperen inductiespoel zelf, mits de diameter van de spanen niet grooter is dan die van de koperen buis, waaruit de spoel is gemaakt. Men begrijpt hieruit de noodzakelijkheid van een waterkoeling. De waterkoeling houdt de weerstand van de spoel laag, terwijl de weerstand van de vulling door de verhitting toeneemt tot ongeveer het viervoudige van zijn beginwaarde.

Enkele beschouwingen over de werking van de hoogfrequentie-oven

Zonder nog nader in te gaan op de processen, die zich in de hoogfrequentie-oven afspelen, kunnen wij hem opvatten als een belasting met een zelfinductie L en een weerstand R. Zoo zijn wij voor het apparaat tot het in fig. 4 weergegeven schema gekomen. Bij de resonantiefrequentie zijn de secundaire klemmen S_1 en S_2 van de transformator slechts met een Ohmsche weerstand W_S belast. Bij voldoend kleine [7]) dempingsweerstand R van de trillingskring is:

$$W_S = \frac{L}{CR}$$

Zooals reeds werd opgemerkt, zal men de regelbare capaciteit C zóó instellen, dat de weerstand W_S zoo dicht mogelijk een optimum nadert. In ons geval is de optimale waarde $W_S = 127$ Ohm. De weerstand tusschen de primaire klemmen van de transformator is dan:
$W_P = W_S$ maal het kwadraat der transformatorverhouding $= 127 \cdot 6{,}25 = 720$ Ohm.

[7]) „Kleine demping" beteekent: $\frac{R^2C}{L} \ll 1$

Hij is dus gelijk aan de inwendige weerstand van de zendlamp.

Een wat nader inzicht in het proces der warmteontwikkeling in de oven krijgen wij, als wij de ovenspoel opvatten als de primaire wikkeling van een transformator, waarvan de secundaire wikkeling wordt gevormd door de electrische stroombaan in de vulling. Zoo ontstaat het schema *fig. 7*. De

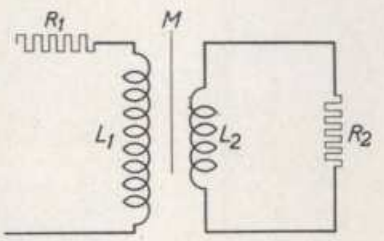


Fig. 7. Vervangingsschema van de hoogfrequentie-oven. L_1, R_1 zijn zelfinductie en weerstand van de ovenspoel L_2, R_2 zijn zelfinductie en weerstand van de vulling. M is de wederzijdsche inductie.

indices 1 en 2 hebben resp. betrekking op de ovenspoel en de stroombaan in de vulling. Door de wederzijdsche inductie M wordt de weerstand van de vulling op de primaire spoel overgebracht. Om een goed rendement te verkrijgen moet deze aan de primaire wikkeling gekoppelde weerstand R_K zoo groot mogelijk zijn ten opzichte van haar eigen weerstand R_1. Het toegevoerde vermogen bedraagt namelijk:

$$N = I_{\text{eff}}^2 \, (R_1 + R_K)$$

en het rendement is dus:

$$\eta = \frac{R_K}{R_1 + R_K}$$

Stelt ω de cirkelfrequentie van de wisselstroom voor, dan vindt men uit een eenvoudige rekening:

$$R_K = \frac{R_2 \, M^2 \, \omega^2}{\omega^2 \, L_2^2 + R_2^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

De afleiding van verg. (1) volgt uit de transformatorvergelijkingen:

$$I_1 \, (R_1 + j \, \omega \, L_1) + I_2 \, j \, \omega \, M = U_1$$
$$I_1 \, j \, \omega \, M + I_2 \, (j \, \omega \, L_2 + R_2) = 0,$$

welke het verband aangeven tusschen de primaire spanning U_1 en de primaire en secundaire stroomen I_1 en I_2 .Door eliminatie van I_2 uit deze vergelijkingen verkrijgt men:

$$U_1 = I_1 \left[R_1 + j\omega L_1 + \frac{R_2 \cdot \omega^2 \, M^2}{\omega^2 \, L_2^2 + R_2^2} - \frac{j\omega L_2 \cdot \omega^2 \, M^2}{\omega^2 \, L_2^2 + R_2^2} \right]$$

De derde en vierde term van deze uitdrukking zijn de getransformeerde weerstand R_K en zelfinductie (negatief) van de secundaire wikkeling.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Het verloop van R_K met de cirkelfrequentie ω is in *fig. 8* voorgesteld. Dit diagram geeft $(R_K/R_2)\,(L_2^2/M^2)$ als functie van $\omega L_2/R_2$. Wij zien uit de kromme, dat R_K met de frequentie eerst stijgt en tenslotte naar de eindwaarde:

$$R_K \rightarrow R_2\,M^2/L_2^2 \text{ streeft.}$$

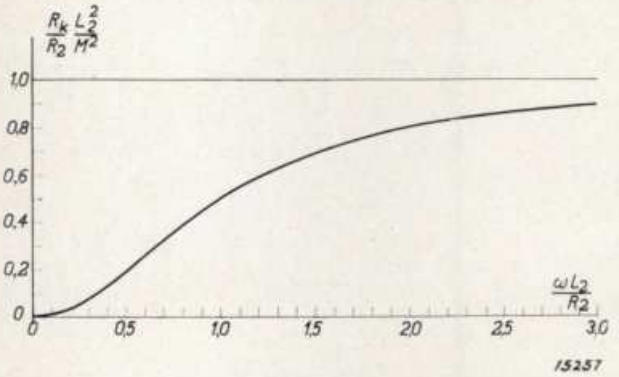


Fig. 8. Getransformeerde weerstand R_K als functie van de frequentie. Bij $\omega\,L_2/R_2 = 3$ bereikt R_K 90% van zijn asymptotische grenswaarde.

Zooals reeds werd opgemerkt, moeten wij voor het bereiken van een goed rendement een groote getransformeerde weerstand hebben. De frequentie moet derhalve zóó hoog worden genomen, dat de grenswaarde practisch is bereikt. Daartegenover wil men met zoo laag mogelijke frequenties kunnen uitkomen, daar de verliezen buiten de oven bij gegeven vermogen in het algemeen toenemen met de frequentie. Wij zullen ons dus tevreden stellen met de eisch, dat de getransformeerde weerstand 90 % van zijn limietwaarde bereikt. Volgens de grafiek fig. 8 levert ons dit de voorwaarde:

$$\frac{\omega L_2}{R_2} > 3 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

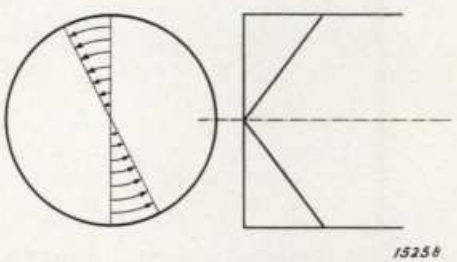


Fig. 9. Stroomdichtheid der wervelstroomen, die in een cylindervormig stuk metaal door een homogeen wisselend magneetveld in de richting van de as worden opgewekt. De pijltjes geven de richting der wervelstroomen aan.

Een verdere verhooging van de cirkelfrequentie zal het rendement practisch niet meer verbeteren.

De beschrijving der electrische eigenschappen van de vulling door een zelfinductie L_2 en een weerstand R_2 beteekent nog een belangrijke schematiseering. De wijze, waarop de wervelstroomen over de vulling zijn verdeeld, hangt af van de frequentie van het magneetveld. Dientengevolge varieeren ook L_2 en R_2 met de frequentie.

Teneinde ons een voorstelling te vormen van de verdeeling der wervelstroomen over de vulling, gaan wij uit van de twee limietgevallen van zeer lage en zeer hooge frequentie. Wij beschouwen hiertoe een cylinder, waarvan de as evenwijdig met het magneetveld is. Wij nemen aan, dat het uitwendige magneetveld homogeen is. De geinduceerde stroomen hebben, zooals bekend, een dusdanige richting, dat zij binnen in het metaal het magneetveld verzwakken. Bij voldoend lage frequentie zijn de geinduceerde spanningen en stroomen echter zóó klein, dat de verzwakking van het veld kan worden verwaarloosd. In dat geval hebben wij te maken met de in *fig. 9* weergegeven stroomverdeeling. De stroomdichtheid is nul in de as en neemt evenredig met de straal toe.

Hoe grooter de frequentie is, des te sterker wordt het magneetveld binnen in de cylinder verzwakt. Dan verminderen ook de wervelstroomen in het metaal en bij toenemende frequentie ontstaan opeenvolgend de stroomverdeelingskrommen II, III, IV van *fig. 10*. In het grensgeval van zeer hooge frequenties

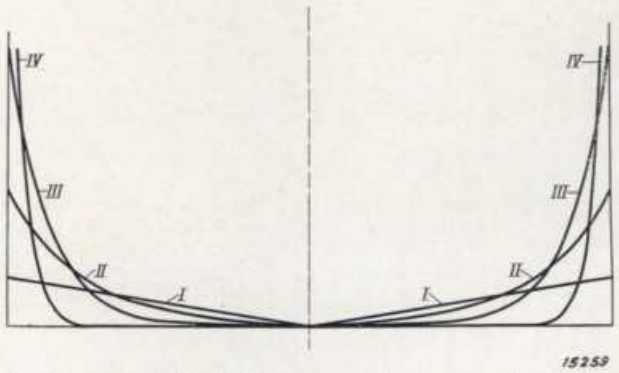


Fig. 10. Stroomdichtheid der wervelstroomen, die in een cylinder bij verschillende frequenties worden opgewekt. Tengevolge van het magneetveld der wervelstroomen is het totale magneetveld niet homogeen, doch aan de wand grooter dan binnen. Met toenemende frequentie gaat de stroomverdeeling I (zie ook fig. 9) over in II, III, IV.

vloeit de stroom alleen nog maar in een dunne oppervlaktelaag.

Wij stellen ons voor om later nog nader terug te komen op deze interessante verschijnselen. Een nader onderzoek leert, dat de voorwaarde $\omega L_2/R_2 > 3$ in ieder geval zoo groote frequenties eischt, dat de verdringing van het magneetveld uit het inwendige der smeltstukken zich reeds sterk doet gevoelen. De stroom vloeit in een oppervlaktelaag, waarvan de dikte bij een bepaalde frequentie slechts weinig afhankelijk is van de grootte der stukken. In dat

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

geval zal de bijdrage van een enkel (bijv. bolvormig) stuk tot de zelfinductie L_2 met het volume toenemen, terwijl de weerstand R_2 tamelijk onafhankelijk is van de grootte van het stuk. Dientengevolge neemt de verhouding L_2/R_2 met de grootte der stukken toe. Hoe kleiner de stukken zijn, des te hoogere frequenties zijn er noodig om $\omega L_2/R_2$ voldoende groot te maken. Bij de hier toegepaste frequenties van 6000 tot 7000 per/sec is voor stukken met een grootte van eenige cm nog aan de voorwaarde $\omega L_2/R_2 > 3$ voldaan. In het algemeen zal men er naar streven geen hoogere frequenties te gebruiken dan beslist noodzakelijk zijn, daar het opwekken van hoogfrequente wisselstroomen met een goed rendement voor toenemende frequentie (bijv. vanwege het vermeerderen der diëlectrische verliezen) steeds moeilijker wordt.

Stroomingsverschijnselen in het bad

Een zeer waardevolle eigenschap van de inductieoven is de door de electromagnetische krachten veroorzaakte circulatie in het bad, waardoor een snelle en gelijkmatige menging der bestanddeelen van de legeering wordt bevorderd. Het magneetveld werkt op het door wervelstroomen doorloopen metaal met een naar binnen gerichte kracht, aangezien de wervelstroomen tegengesteld loopen aan de stroom in de spoel. De druk neemt dientengevolge in de vloeistof naar binnen toe. In *fig. 11* is het verloop van de druk in de smeltkroes schematisch weergegeven. De kromme geeft tevens een beeld van de contour van het vrije oppervlak. Aangezien het veld nabij het oppervlak niet homogeen is, zal de magnetische druk daar ter plaatse afwijken van de druk in dieper gelegen lagen. Dientengevolge zullen stroomingsverschijnselen optreden, die in fig. 11 kwalitatief zijn geteekend. Bij gegeven sterkte der wervelstroomen zijn de

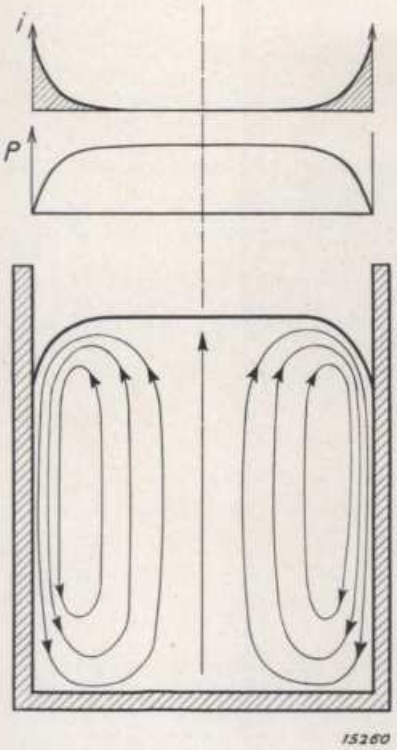


Fig. 11. Badbeweging in het vloeibare metaal. Daarboven eerste kromme: stroomverdeeling; tweede kromme: druk, veroorzaakt door magnetische krachten.

krachten die de rondloopende strooming veroorzaken met het magneetveld evenredig. Dit beteekent practisch, dat zij afnemen met stijgende frequentie, want hoe grooter de frequentie is, des te zwakker zal het magneetveld zijn, dat de verlangde wervelstroomen opwekt.

Bewerkt door G. HELLER.

Digitized by www.freeservicemanuals.info

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

PRACTISCHE TOEPASSINGEN VAN RÖNTGENOGRAFISCH MATERIAALONDERZOEK

II.

door W. G. BURGERS.

Bij de twee hieronder besproken voorbeelden van materiaalonderzoek met Röntgenstralen berust het verschil in eigenschappen der te onderzoeken preparaten niet op een verschil in chemische samenstelling, doch op een verschil in „textuur", d.w.z. onderlinge rangschikking der kristalletjes, waaruit ze zijn opgebouwd.

Uit het feit nl., dat de „verstrooiing" der Röntgenstralen door kristallen opgevat kan worden, alsof de stralen teruggekaatst worden door de vlakken, welke door de atomen van het kristal gevormd worden, kan men afleiden, dat een materiaal, waarin de kristalletjes geenerlei voorkeur voor een bepaalde stand vertoonen, op de Röntgenfoto tot lijnen aanleiding geeft, die over hun geheele lengte gelijkmatig gezwart zijn. Is echter een voorkeur voor bepaalde kristalstanden voorhanden (zooals bijv. steeds in bewerkte metalen en ook in vele natuurproducten het geval is), dan worden de stralen in bepaalde richtingen sterker weerkaatst dan in andere, en treedt ongelijkmatige zwarting der Röntgenlijnen op.

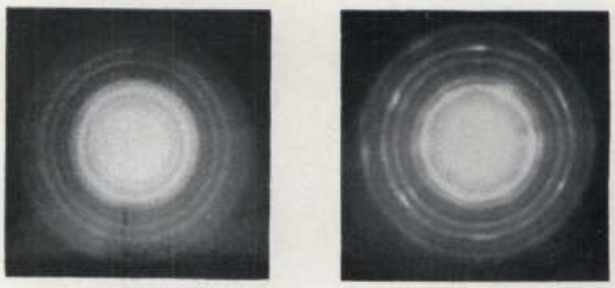
In het uiterste geval, dat nl. één enkel kristal getroffen wordt, kan dit laatste in zoo sterke mate optreden, dat de lijnen in afzonderlijke stippen „uiteenvallen", waarvan de rangschikking dan met die van de kristalroostervlakken (dus met de „symmetrie" van het kristal) overeenkomt.

3. Het keuren van te bakken speksteen [1])

Speksteen is een zacht materiaal, dat precies op maat bewerkt kan worden. Na de bewerking kan men het door bakken (verhitten op circa 1200 ° C, waarbij omstreeks 6 % water uittreedt) in een vaste, harde, hittebestendige steensoort omzetten. Bij het bakken gebeurt het echter soms, dat bepaalde plaatsen zwellen en dientengevolge scheuren, waardoor het werkstuk bedorven wordt. Men zou graag van te voren deze stukken kunnen afkeuren. Het leek waarschijnlijk, dat het al of niet scheuren met structuurverschillen in het materiaal samenhangt. Dus: Röntgenonderzoek.

[1]) W. G. Burgers en J. Hoekstra, Polytechn. Weekblad **29**, 443, 1935.

Fig. 1a vertoont een opname van het ongegloeide materiaal op een plek, die achteraf bij het bakken niet bleek op te zwellen, *fig. 1b* een dergelijke opname van een plek, waar dit wel het geval was.



a) b)

Fig. 1. Opnamen van speksteen vóór het bakken:
a) een plek, die later bij het bakken niet opzwol;
b) een plek, waar later bij het bakken een zwelling optrad.

Uit een beschouwing der foto's blijkt, dat zij hetzelfde systeem van interferentieringen [2]) vertoonen. Er is echter dit verschil, dat de intensiteitsverdeeling langs de omtrek van deze ringen op foto 1a gelijkmatig is, op foto 1b niet: hier zijn op de omtrek bepaalde intensiteitsmaxima aanwezig. Hieruit kan afgeleid worden dat, terwijl er geen eenigszins belangrijk verschil in samenstelling tusschen de niet- en de wel-zwellende plekken bestaat (gelijke ringsystemen!), er wel een verschil in textuur aanwezig is: de bij het bakken opzwellende plekken vertoonen een uitgesproken voorkeurs-oriëntatie der kristallieten („vezelstructuur"). Zonder in te gaan op de verklaring, waarom deze andere structuur tot het zwellen bij het bakken leidt, hebben wij hiermee een middel gevonden om de speksteen reeds vóór het bakken te keuren.

4. Onderscheid tusschen echte en gekweekte parels

Een echte parel is opgebouwd uit concentrische laagjes koolzure kalk („parelmoer"), die door de

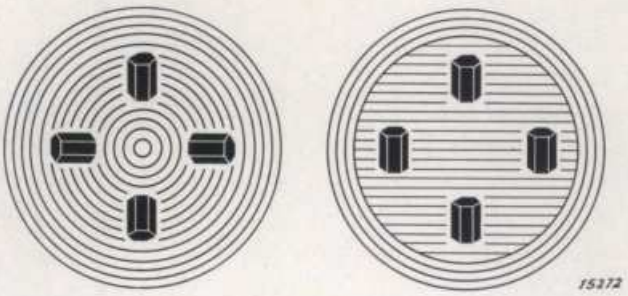
[2]) Dat hier volledige cirkels optreden, terwijl op de foto's bij de voorbeelden in de vorige rubriek (z. Nr. 1 van dit tijdschrift, blz. 29) de lijnen slechts uit gedeelten van cirkels bestonden, hangt met de opnametechniek samen. Wil men alleen de onderlinge ligging der ringen bepalen, dan kan men met een smalle diametrale filmstrook volstaan.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

parel-oester om een of andere kern (zandkorreltje bijv.) afgescheiden zijn. Elke laag is opgebouwd uit zeszijdig symmetrische kristalletjes, waarvan de as overal loodrecht op de laagjes staat. Schematisch is deze structuur voorgesteld in *fig. 2a*.

Om een „gekweekte" (z.g. Japansche) parel te verkrijgen, wordt bij een bepaalde techniek in de oester een parelmoer kogeltje gelegd, dat uit de oesterschelp gedraaid is. Aangezien deze laatste



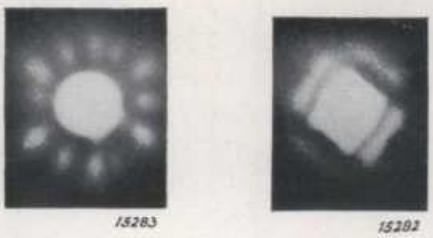
a) b)

Fig. 2. Schematische voorstelling van de structuur van een echte en een gekweekte parel.
a) De echte parel bestaat uit concentrische laagjes van parelmoer (koolzure kalk-kristalletjes).
b) De gekweekte parel bestaat in de kern uit vlakke lagen van parelmoer, waar buiten eenige concentrische laagjes op afgezet zijn.

uit vlakke lagen parelmoer bestaat, waarbij weer in iedere laag de afzonderlijke kristalletjes met hun zestallige symmetrie-as loodrecht op de laag staan, heeft de kern van een gekweekte parel een structuur zooals deze schematisch door het horizontaal gearceerde gedeelte van *fig. 2b* wordt voorgesteld. Om deze „kern" zet de oester dan nog eenige buitenste concentrische laagjes af, waardoor de uiteindelijke gekweekte parel uiterlijk niet van een echte parel te onderscheiden is.

Valt nu een nauwe bundel Röntgenstralen in een willekeurige richting centrisch op een echte parel, dan zal de bundel steeds loodrecht op de laagjes verloopen, dus evenwijdig aan de as der zeszijdige koolzure-kalk kristalletjes. Bij een gekweekte parel daarentegen zal de bundel in het algemeen niet in de zoojuist aangegeven richting ten opzichte van de as der kristalletjes verloopen [3]) (de buitenste concentrische laagjes kunnen in dit geval buiten beschouwing blijven, daar zij ten opzichte van het volume der geheele parel geen rol spelen).

Uit hetgeen in de inleiding gezegd is over de samenhang tusschen de symmetrie van het kristal en van het patroon, dat we bij de Röntgenopname verkrijgen (tengevolge van terugkaatsing der stralen aan de kristalvlakken), is het duidelijk, dat de Röntgenfoto van een echte parel steeds een zestallig symmetrisch patroon van stippen moet laten zien, terwijl dit niet het geval mag zijn bij een gekweekte parel. *Fig. 3a* en *3b* bevestigen deze verwachting, en laten zien, dat het inderdaad mogelijk is beide



a) b)

Fig. 3. a) Het Röntgendiagram van een echte parel levert steeds een zestallig symmetrisch patroon.
b) Een gekweekte parel levert een ander patroon.

parelsoorten langs Röntgenografische weg van elkaar te onderscheiden[4]).

In de juweliersspraktijk wordt deze methode (naast andere, o.a. optische methoden) dan ook toegepast. Hiervoor is indertijd een speciaal toestel ontwikkeld, dat in *fig. 4* weergegeven is.

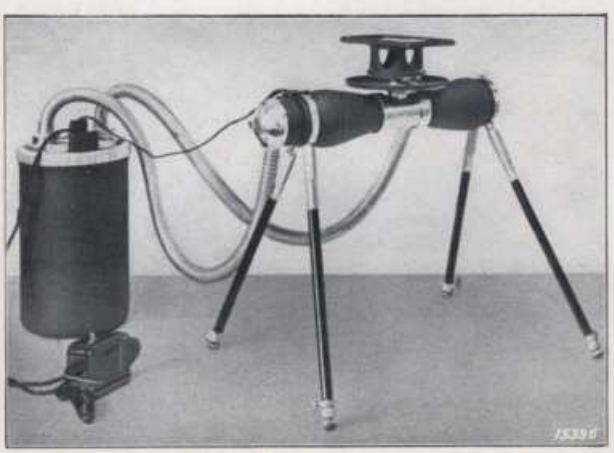


Fig. 4. Het Philips toestel voor parelonderzoek. Rechts ziet men de op vier pooten horizontaal opgestelde Metalix-Röntgenbuis. Bovenop de buis is de camera met de parelhouder gemonteerd. Links staat de hoogspanningstransformator, daarvoor de schakelaar.

[3]) Dit zou alleen het geval zijn, indien de Röntgenstralenbundel toevallig de parel trof in een richting, die (in de figuur) verticaal verloopt. Bij een tweede opname met iets gedraaide parel komt dit toeval echter toch aan het licht.

[4]) Het principe dezer methode is aangegeven door J. Galibourg en F. Ryziger, Revue d'Optique **6**, 97, 1927.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

KORTE MEDEDEELINGEN

Dosiscontrole in Röntgenlaboratoria en -fabrieken

Röntgenstralen kunnen op ziek weefsel een genezende, doch evenzeer op gezond weefsel een beschadigende werking uitoefenen. Voor het één zoowel als voor het ander is een bepaalde „dosis" van Röntgenbestraling vereischt. Zelfs was de dosis van Röntgenstralen oorspronkelijk door hun biologische werking gedefinieerd: men zeide, dat een toegepaste bestraling de dosis 1 HED had, wanneer zij juist in staat was op de menschelijke huid een erytheem (verbranding) te veroorzaken. Heden is de biologische definitie der dosis vervangen door een beter te reproduceeren physische, die op de ionisatiewerking der Röntgenstralen berust (electrisch geleidend maken der lucht); de physische eenheid is de „röntgen", die men met de letter r aanduidt; hij komt overeen met 1/600 HED.

Waar een met Röntgenstralen werkende persoon door een ongewenschte (verstrooide) Röntgenstraling getroffen wordt, stelt men de eisch, dat de totale dosis niet grooter mag zijn dan 0,2 r per dag. De ervaring heeft geleerd, dat de betreffende persoon dan ook op den duur geen schadelijke gevolgen daarvan zal ondervinden. Bij moderne Röntgenbuizen, bijv. de Philips Metalixbuis, is zorg gedragen, dat de dosis buiten de nuttige stralenkegel minder dan deze tolerantiedosis is. Bij een vaststaande opstelling, die slechts voor bepaalde doeleinden (diagnostiek, therapie, materiaalonderzoek) gebouwd is, is dus buiten de nuttige stralenkegel geen gevaar. In laboratoria en fabrieken van Röntgentoestellen echter komt de onderzoeker of arbeider betrekkelijk vaak in situaties waar hij onvermijdelijk aan Röntgenstralen is blootgesteld.

Het spreekt vanzelf, dat men hier niet mag wachten totdat een lichamelijk symptoom de aandacht erop vestigt, dat de betreffende persoon te gevaarlijk werkt en door speciale maatregelen beschermd moet worden: er moet bij iedereen, die in Röntgenlaboratorium of -fabrieken werkt, doorloopend gecontroleerd worden, of de dagelijks ontvangen dosis beneden de tolerantiedosis van 0,2 r blijft.

Bij Philips geschiedt dit, door ieder employé steeds een cassette met een Röntgenfilm in zijn zak te laten dragen. Om de paar dagen wordt de film ontwikkeld; uit de door fotometreeren gemeten zwarting van de film berekent men de dosis van Röntgenstralen, die de film, dus ook de betreffende arbeider, getroffen heeft. De zwarting van de film hangt behalve van de dosis ook nog af van de hardheid (golflengte) der Röntgenstralen; hiermede kan op eenvoudige wijze rekening worden gehouden.

In sommige beroepen is het van te voren waarschijnlijk, dat niet het heele lichaam van de betreffende persoon eenzelfde dosis ontvangt. Bij een arts bijv., die vaak met zijn handen in de nuttige stralenkegel moet komen, zijn deze het meest aan de Röntgenstralen blootgesteld. In dit geval draagt de betreffende een filmpje aan zijn hand of in 't algemeen op die plekken, waar de grootste dosis te verwachten is.

Oppervlaktehelderheden, grooter dan die van de zon

Deze zijn kort geleden in het Philips laboratorium bereikt, door het vermogen van het door B o l (Eindhoven) beschreven watergekoelde superhoogedruk-kwiklampje (De Ingenieur **50**, E 91, 1935) nog verder op te voeren. Theoretische overwegingen van E l e n b a a s deden vermoeden, dat een verkleining van de diameter een vooruitgang in oppervlaktehelderheid zou brengen. Een lampje met 1 mm binnen- en $3^1/_2$ mm buitendiameter werd geconstrueerd; dit bleek bij een electrodenafstand van 10 mm en 805 volt spanning (op wisselstroom brandend), een vermogen van 1400 watt op te nemen, met een lichtsterkte van 11000 kaars. De druk bedroeg ongeveer 200 at. In de middellijn van de ontladingsbaan was de oppervlaktehelderheid 180000 kaars/cm² (gemeten door het lampje vergroot af te beelden en een fotocel met een smalle spleet, parallel aan het buisje, over de doorsnede van het beeld te verschuiven). De zon heeft, vanaf het aardoppervlak gezien, „slechts" een oppervlaktehelderheid van 165000 kaars/cm² (volgens International Critical Tables).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Digitized by www.freeservicemanuals.info

OVERZICHT VAN RECENTE WETENSCHAPPELIJKE PUBLICATIES DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

No. 1035*: W. de Groot: Aard en meting van straling (Handelingen van het XXV Ned. Nat.- en Geneesk. Congres; 1935).

Deze voordracht werd gehouden in een gecombineerde congreszitting van physici en medici en hield zich voornamelijk bezig met de aard en de werkingen van electromagnetische straling uit het geheele bekende golflengtegebied. Aan het slot werd nog iets opgemerkt over moderne onderzoekingen betreffende corpusculaire stralingen.

No. 1036: B. van der Pol: Interaction of radio waves II (Tijdschr. van het Ned. Radio Genootsch. **7**, 93-97, Sept. 1935).

Dit rapport geeft de conclusies die getrokken kunnen worden uit de 1823 waarnemingen, die door een dertigtal radio-onderzoekers uit verschillende deelen van Europa werden verricht betreffende de storingen in de modulatie der aan de Heaviside-laag gereflecteerde golven, die verschillende Europeesche omroepstations ondervonden van een speciaal daartoe door het station Luxemburg uitgezonden morseteeken. Het bleek, dat deze beinvloeding door een station met groote golflengte voor stations met groote en middelmatige golflengten van dezelfde orde van grootte is. Het effect daalt monotoon met de afstand tusschen het ongewenschte station en het punt, dat midden tusschen het gewenschte station en de waarnemer gelegen is. Is deze afstand boven 600 km, dan verdwijnt het effect in de praktijk. Uit de waarnemingen blijkt, dat deze storing een gevolg is van het niet-lineaire geleidingsvermogen van de ionospheer. Verder leveren deze onderzoekingen een nader inzicht betreffende de wijze, waarop radiogolven aan de ionospheer gereflecteerd worden.

No. 1037: J. A. M. v. Liempt: Die Berechnung der Auflockerungswärme der Metalle aus Rekristallisationsdaten (Zeitschrift für Physik **96**, 534-541, Sept. 1935).

Een formule ter berekening van de losbreekenergie voor kristalroosters van metalen uit gegevens betreffende de rekristallisatie wordt afgeleid. Bij benadering blijkt de losbreekarbeid uitgedrukt in cal per gramatoom gelijk te zijn aan 4,6 maal de z.g. rekristallisatie-constante, waaruit als iets grovere benadering volgt, dat zij met de factor 32 cal/graad evenredig wordt met de absolute smelttemperatuur. Dit blijkt in werkelijkheid behoorlijk uit te komen. Tenslotte bespreekt de schrijver nog de met de losbreekenergie samenhangende diffusieformules van Langmuir en hemzelf, waarbij hij gelegenheid heeft om op eenige nog onvoldoend verklaarde diffusieverschijnselen te wijzen.

No. 1038*: J. G. C. Stegwee: Het harden van snelstaal met hoog kobaltgehalte (Metaalbewerking **2**, 341-343, Sept. 1935).

Voor een beitelsnelstaal met 18 % wolfram en 15—18 % kobalt wordt een bruikbaar hardingsvoorschrift gegeven. Het bleek o.a., dat bij beitels, die vanaf ruim 1300 ° C in olie gehard waren, direct breuk optrad door hardingsscheuren, hetgeen niet gebeurde bij harding in perslucht. Voor het verkrijgen van een voldoende hardheid blijkt tweemaal ontlaten op 620 °—630 ° C gedurende 15 à 30 min noodzakelijk. Men komt niet uit met éénmaal ontlaten gedurende een langere tijd.

No. 1039: E. J. W. Verwey: The structure of the electrolytical oxide layer on aluminium (Z. f. Krist. A **91**, 317-320, Sept. 1935).

Voor het kubische γ'-Al_2O_3, dat ontstaat door electrolytische oxydatie van Al, wordt een structuur voorgesteld. Hierbij bevat de elementaircel 4 negatieve O-ionen in vlakkengecentreerde ligging. Van de positieve Al^{3+} ionen liggen er in iedere elementaircel $2^2/_3$ statistisch verdeeld over alle tusschenruimten tusschen de O^{2-} ionen en wel op zulk een wijze, dat 70 % der Al^{3+} een coördinatiegetal 6 hebben ten opzichte van de zuurstof, terwijl dit

*) De met * gemerkte publicaties zijn niet in een voor verspreiding voldoende hoeveelheid aanwezig. Van de andere publicaties verstrekt de Administratie van het Natuurkundig Laboratorium, Kastanjelaan, Eindhoven, op aanvrage overdrukken.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

voor 30 % 4 bedraagt. De modificaties γ'-Al_2O_3 en γ-Al_2O_3 zijn tusschengevallen tusschen de amorfe en de totaal gerangschikte toestand.

No. 1040: E. J. W. Verwey: Incomplete atomic arrangement in crystals (J. Chem. Phys. **3**, 592-593, Sept. 1935).

γ-Fe_2O_3, γ-Al_2O_3 en γ'-Al_2O_3, dat bij electrolytische oxydatie van Al ontstaat, hebben met betrekking tot hun positieve ionen slechts statistische structuren. De beide modificaties γ en γ' hebben wel éénzelfde zuurstofrooster, maar er bestaat een verschil in de onvolledigheid, waarmee de negatieve ionen daarin zijn gerangschikt. Deze structuren zijn overgangen tusschen de amorfe en de volkomen gerangschikte toestand.

No. 1041: J. A. M. van Liempt: De wet voor overeenstemmende toestanden van roosterherstel (Chemisch Weekblad **32**, 546-550, Sept. 1935).

Wordt een gedeformeerd stuk metaal eenige tijd op een voldoend hooge temperatuur verhit, dan zal het rooster zich gaan herstellen. Bij verhitting gedurende verschillende tijden (t sec) en op verschillende temperaturen (T °K) worden „overeenstemmende toestanden" van roosterherstel verkregen, wanneer: $T(13{,}5 + \log t) =$ constant is. Deze formule blijkt bijv. voor messing en zuiver koper goed met de praktijk overeen te komen.

No. 1042: P. G. Cath: Het gedrag van metaaldraadlampen bij het branden op wisselstroom (De Ingenieur **50**, E 101-104, Aug. 1935).

Bij branden op wisselstroom schommelt de temperatuur van gloeidraden. Deze schommelingen zijn berekend en voorgesteld in een grafiek. Verder is voor eenzelfde gemiddelde temperatuur opgegeven, hoeveel verdamping, lichtsterkte en thermische emissie van electronen door de gloeidraad meer bedraagt met wisselstroom dan met gelijkstroom.

No. 1043: K. F. Niessen: Erweiterung einer früheren Formel für die Erdabsorption in der drahtlosen Telegraphie (Ann. d. Phys. **24**, 31-48, Sept. 1935).

Voor verschillende toestanden van het aardoppervlak (zeewater, zoet water, natte en droge grond) en bij verschillende onder een zekere restrictie vallende hoogten van de antenne boven het aardoppervlak wordt de absorptie voor radiogolven berekend. Hierbij mogen de golflengten nu ook zoo gekozen worden, dat de verschuivings- en de geleidingsstroomdichtheid in de aarde een willekeurige verhouding hebben.

No. 1044: J. Sack: A new method for the investigation of the transfer of material through the welding arc (Symposium on the welding of iron and steel, organised by the Iron and Steel Institute, London, May 1935, Vol. **2**, 553-559).

Het overgaan van de druppels van laschstaaf naar werkstuk wordt op een vertraagde film vastgelegd. Het laschgebeuren wordt hiertoe met röntgenstralen belicht, waaraan boven het gebruik van zichtbaar licht het voordeel is verbonden, dat het ontstaan van de metaaldruppel binnen de bekleeding van de laschstaaf te volgen is, terwijl bovendien de gassen en dampen rondom de laschboog de duidelijkheid niet verminderen.

(In de vorige aflevering van dit tijdschrift, **1**, 26, 1936, is een kort artikel over dit onderwerp opgenomen).

No. 1045: J. A. M. van Liempt en J. A. de Vriend: Eine einfache Methode zur Bestimmung der Farbentemperatur von Blitzlichtern (Zs. f. wiss. Phot. **34**, 237-240, Oct. 1935).

De kleurtemperatuur van bliksemlicht kan men niet volgens de gebruikelijke spectraalfotometrische methodes bepalen, aangezien dit licht te kort duurt. Dientengevolge is men op fotografische methodes aangewezen. De meting geschiedde door vergelijking van opnamen van de kleurenkaart van Lagorio op panchromatische platen, zoowel met bliksemlicht als met diverse lichtbronnen van bekende kleurtemperatuur. Voor in zuurstof verbrandend magnesium, aluminium en voor legeeringen van deze twee metalen werd een kleurtemperatuur van ongeveer 4000 ° K gevonden.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!